Untersuchungen über Mehrfachemission von Sekundärelektronen

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Wilhelm Quitzow

aus Berlin

1970

Untersuchungen über
Mehrfachemission von Sekundärelektronen

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Wilhelm Quitzow

aus Berlin

1970

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Referent: Priv.-Doz. Dr. J.H. Block

2. Referent: Prof. Dr. S. Wilking

Tag der mündlichen Prüfung: 26.6.1970

Tag der Promotion:

7. SEP. 1970

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

1 Grundlagen
1.1 Häufigkeitsverteilung von SE und ihre Messung
1.2 Statistische Modelle für die Häufigkeitsverteilung
1.3 Bisherige Arbeiten
1.31 Verteilungen an Einzeltargets
1.32 Verteilungen an mehrstufigen Systemen (Multipliern)

2 Zusammenhang zwischen Häufigkeitsverteilung und Theorie der SEE
2.1 Auslösung von SE im Target bei Beschuß mit PE
2.2 Diffusion der SE zur Oberfläche
2.3 Austritt der SE ins Vakuum und Adsorption
2.4 Problemstellung

3 Experimentelles
3.1 Vakuumapparatur
3.2 Erzeugung des Primärelektronenstrahles und Ausbeutemessungen
3.3 Messung der Häufigkeitsverteilung
3.4 Eigenschaften von Detektor und Verstärker
3.5 Adsorptionsmessungen
3.6 Aktivierung von CuBe-Targets

4. Auswertung der Impulshöhenverteilungen
4.1 Bestimmung der Faktoren H(n)
4.2 Bestimmung der Faktoren P(n)
4.3 Halbwertsbreite der Einzelpeaks und Auflösungsvermögen der Meßanordnung

5 Targets ohne Oberflächenbedeckung
5.1 Gemessene Impulshöhenverteilungen
5.2 Die Verteilungen P(n)
5.3 P(n=const.) in Abhängigkeit von E_p
5.4 Vergleiche der P(n) mit Poisson- und Polya-Verteilungen. Die Quotientenverteilungen Q(n)
5.5 Folgerungen für den Auslöseprozeß
5.6 Vergleich zwischen innerer und äußerer Verteilung von SE

5.7 Folgerungen für den Transportprozeß
5.8 Vergleich zwischen Verteilungen bei Änderung von E_p

6 Targets mit Oberflächenbedeckung
6.1 Änderung der Ausbeute durch Adsorption
6.2 Die Verteilungen P(n) bei Adsorption
6.3 Folgerungen für den Austrittsprozeß
6.4 Die Verteilungen P(n) an aktiviertem CuBe
6.5 Veränderung eines Targets durch Aktivierung

7 Zusammenfassung

Einleitung:

Die Sekundärelektronenemission (SEE) aus Festkörpern ist ein Vorgang, der sich, wie auch die meisten theoretischen Betrachtungen zeigen, aufgliedern läßt in drei wesentliche Prozesse:

1. Auslösung der Sekundärelektronen (SE) durch die in ein Target eintretenden Primärteilchen (PT);
2. Diffusion eines Teils der SE zur Oberfläche;
3. Austritt der SE ins Vakuum.

Zumindest die beiden ersten Prozesse sind statistischer Natur und führen zu einer statistischen Verteilung der erzeugten SE nach Austrittswinkel, Energie und Häufigkeit; dabei ist unter Häufigkeitsverteilung diejenige Verteilung zu verstehen, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein einzelnes PT n = 0, 1, 2 ... SE erzeugt, oder genauer: mit welcher Wahrscheinlichkeit pro PT jeweils n SE gleichzeitig austreten.

Während die beiden erstgenannten Verteilungen bereits eingehend untersucht worden sind, gibt es über die letztere bisher nur wenige Ergebnisse. Vor allem herrscht noch keine Klarheit darüber, welches Gewicht die für die SEE wesentlichen Parameter haben; dazu gehören insbesondere: Material des Targets, Oberflächenzustand des Targets, Art der PT, Einfallswinkel und Energie der PT.

In dieser Arbeit soll geprüft werden, welche Rolle Target-Material und Primärenergie spielen. Außerdem wird untersucht, welchen Einfluß die Veränderung des Oberflächenzustandes durch Adsorption organischer Substanzen auf die Verteilung ausübt.

1) Grundlagen

1.1) Häufigkeitsverteilung von SE und ihre Messung

Die Ausbeute γ bei der SEE ist definiert als Verhältnis aus Sekundärstrom und Primärstrom. Diese Definition und die jeweilige Meßmethode beziehen sich nur auf die mittlere Anzahl der pro PT ausgelösten SE, ohne darauf einzugehen, wieviele SE im Einzelakt entstehen.

Wie aus dem in der Einleitung Gesagten und der Tatsche, daß γ im allgemeinen keine ganze Zahl ist, hervorgeht, löst ein PT jeweils Gruppen von unterschiedlich vielen SE aus. Eine feste Anzahl n von SE wird jeweils mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit P(n) zu erwarten sein; dabei unterliegt die Gesamtheit der P(n) einer statistischen Verteilung. Normiert man die Gewichtsfaktoren P(n) so, daß

$$\sum_{n=0}^{\infty} P(n) = 1 \qquad (1)$$

ist, so erhält man sofort:

$$\sum_{n=0}^{\infty} n \cdot P(n) = \gamma \qquad (2)$$

Dabei ist berücksichtigt, daß es auch eine endliche Wahrscheinlichkeit P(0) gibt für den Fall, in dem kein SE entsteht. Aus Gründen der Energieerhaltung muß die Zahl n für ein bestimmtes Target auch nach oben begrenzt sein, d.h. $P(n) = 0$ für $n \geq n_o(E_p)$ (E_p : Primärenergie).

Die Zeit zwischen Auftreffen eines PT und Austritt der SE ist nach Messungen verschiedener Autoren: $\tau < 10^{-11}$ sec [1,2], nach Berechnungen sogar: $\tau < 10^{-13}$ sec [3] bzw. $\tau \lesssim 10^{-15}$ sec [4]. Daher ist gewährleistet, daß alle zu einer Gruppe gehörigen SE im Rahmen der durch die Meßanordnung bedingten Genauigkeit auch gleichzeitig austreten und gemessen werden können.

Es ist auf verschiedene Weise versucht worden, die Häufigkeitsverteilung der SE zu messen, jedoch hat sich

ein Meßprinzip als das vorläufig genaueste und beste herausgestellt: Die SE werden aus einem Target durch den Strahl der PT ausgelöst und danach so stark (auf mehrere keV) nachbeschleunigt, daß die Energieverteilung der in den einzelnen Gruppen enthaltenen SE nicht mehr ins Gewicht fällt: d.h., die Energie von n Elektronen ist nach Durchlaufen der Potentialdifferenz U : $E = n \cdot e \cdot U$ (e : Elementarladung). Die Gruppen von SE treffen dann auf ein Nachweisgerät, das den Teilchenstrom proportional der Zahl der Ladungsträger bzw. ihrer Energie verstärkt und registriert. Dazu eignet sich z.B. ein Proportionalzählrohr, eine besonders hoch verstärkende Dynode, ein Szintillationszähler, eine Ionisationskammer oder ein Halbleiterdetektor. Die entstehende Impulshöhenverteilung wird mit Hilfe eines Vielkanalanalysators aufgenommen. Jeder Gruppe von n SE entspricht dann ein Peak in der Verteilungskurve (Fig. 15-17). Die Verteilung wird zusätzlich durch den Nachweisvorgang selbst sowie durch Energie- und Häufigkeitsspektrum der PT beeinflußt.

1.2) Statistische Modelle für die Häufigkeitsverteilung

Die bestehenden Theorien beschreiben die SEE zwar als statistischen Prozeß, sind aber bisher nicht in der Lage, Aussagen über die Form der Verteilung P = P(n) zu machen. Es ist lediglich versucht worden, die gewonnenen Ergebnisse mit verschiedenen bekannten statistischen Modellen zu vergleichen und das Maß der Abweichung festzustellen. Daher sollen zunächst die in Frage kommenden Modelle beschrieben werden.

Die überwiegende Mehrheit aller Autoren zieht zum Vergleich die Poisson-Verteilung heran:

$$P(n) = \frac{\bar{\gamma}^n \, e^{-\bar{\gamma}}}{n!} \qquad (3)$$

($\bar{\gamma}$: mittlere Ausbeute des betrachteten Targets)

Diese Annahme ist in der Tat als Näherung plausibel, wenn man voraussetzt, daß

a) die Zahl der pro PT im Target erzeugten SE groß und gleichzeitig
b) die Wahrscheinlichkeit für ein SE auszutreten klein ist (da sich sonst zu hohe Werte für γ ergäben),
c) alle SE unabhängig voneinander erzeugt werden, zur Oberfläche diffundieren und austreten.

Die Punkte a) und b) sind meist erfüllt, die Gültigkeit von c) ist problematisch und ein möglicher Grund für Abweichungen von der Poisson-Verteilung.

Die meisten Autoren machen experimentelle und apparative Mängel für solche Abweichungen verantwortlich. Baldwin und Friedman [5] nehmen an, daß der Wert der Ausbeute nicht über die gesamte Targetfläche hinweg einheitlich ist, sondern einer lokalen Verteilungsfunktion $f(\gamma)$ mit

$$\int_0^\infty f(\gamma)\,d\gamma = 1 \quad , \quad \int_0^\infty f(\gamma)\,\gamma\,d\gamma = \bar{\gamma} \tag{4}$$

genügt. Setzt man für die Bereiche mit konstantem γ wieder eine Poisson-Verteilung an:

$$p(m,\gamma) = \frac{\gamma^m\, e^{-\gamma}}{m!} \tag{5}$$

so folgt für die Gesamtverteilung:

$$P(m,\bar{\gamma}) = \int_0^\infty f(\gamma)\,p(m,\gamma)\,d\gamma \tag{6}$$

Das Problem ist dann jedoch auf die Bestimmung der unbekannten Funktion $f(\gamma)$ verlagert.

Wie schon diese Überlegung zeigt, scheint eine wesentliche Schwierigkeit darin zu liegen, daß die Statistik eines so komplexen Vorganges wie der SEE nur einen einzigen Parameter, nämlich die mittlere Ausbeute $\bar{\gamma}$ ent-

hält. Prescott [6] ging in dieser Frage einen Schritt weiter, indem er der Häufigkeitsverteilung die zweiparametrige Polya-Statistik zugrundelegte:

$$P(n) = \frac{\gamma^n}{n!}\,(1+b\gamma)^{-n-\frac{1}{b}} \prod_{i=1}^{n-1}(1+ib) \qquad (7)$$

Dabei ist die Größe b, wie Prescott zeigt, ein Maß für die Schwankungen von γ über die Targetfläche. Für den Grenzfall b = 0 (keine lokalen Schwankungen von γ) erhält man wieder die Poisson-Verteilung, für b = 1 ein Exponentialgesetz der Form:

$$P(n) = \frac{1}{\gamma}\, e^{-\frac{n}{\gamma}} \qquad (8)$$

Fig. 1 zeigt den Verlauf von Polya-Funktionen für γ = 1,6 und γ = 4,5 mit verschiedenen Werten des Parameters b. Man erkennt deutlich die beiden charakteristischen Unter-

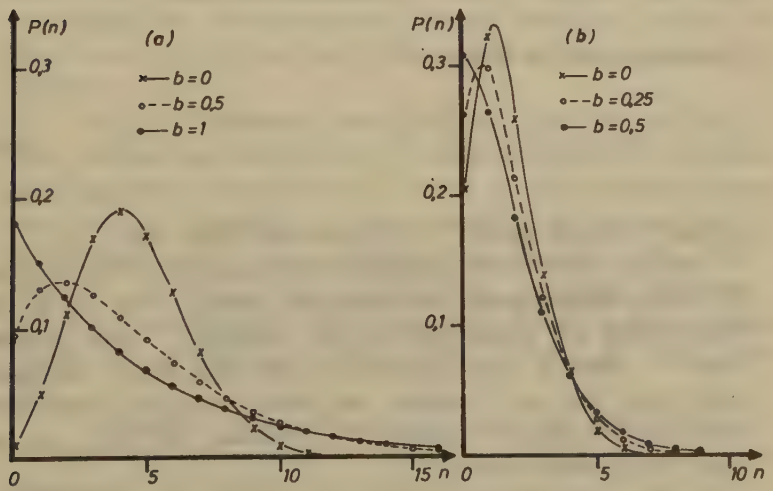


Fig. 1: Polya-Verteilungen für γ = 4,5 (a) und γ = 1,6 (b)

schiede zur Poisson-Verteilung (b = 0): eine größere Halbwertsbreite und ein Maximum bei kleineren Werten von n. Die für die Praxis wichtigen Kurven sind die mit $b \leq 0{,}4$.

Da sich auch mit der Polya-Statistik nicht alle Experimente in Übereinstimmung bringen lassen, führte Greupner [7] einen für die SEE entscheidenden Parameter, die Größe $A_s = \frac{R_p^{\perp}}{L_s}$ ein. Dabei ist $R_p^{\perp}$ die mittlere auf senkrechten Einfall projizierte Reichweite der PT, L_s die mittlere freie Weglänge der SE im Target. Greupner benutzte zur Berechnung von A_s die Theorie von Sternglass [8] und legte seinen Überlegungen einen Teil der Meßwerte von Schackert [9] zugrunde, der Be, Cu und Al mit Argonatomen und -ionen im Energiebereich von 2- 20 kV beschossen hat. Das Ergebnis war, daß man für verschiedene Werte von A_s auch ganz verschiedene Statistiken heranziehen muß, und zwar für:

$A_s < 4$	:	Poisson-Verteilung
$2 \leq A_s \leq 7{,}5$	:	Polya-Verteilung
$A_s > 7{,}5$	:	Gamma-Verteilung

Letztere hat die Form:

$$P(n) = \frac{a^w}{\Gamma(w)}\, n^{w-1}\, e^{-an} \qquad (9)$$

a und w hängen dabei in definierter Weise von γ ab.

Obwohl noch nicht genügend experimentelle Ergebnisse zu ihrer Bestätigung herangezogen wurden - vor allem die Ausdehnung auf Elektronen als PT scheint sehr wesentlich - , stellt diese Hypothese doch die bisher umfassendste ihrer Art dar. Dennoch und trotz einiger plausibler Annahmen Greupners zu ihrer Motivierung ist auch sie letztlich rein heuristisch.

1.3) Bisherige Arbeiten

1.31) Verteilungen an Einzeltargets

Tab. 1 gibt einen Überblick über die bisherigen Experimente zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung von SE. Sie lassen sich nach der Art der verwendeten PT einteilen in zwei Gruppen: Die ersten sieben Arbeiten behandeln Messungen nach Beschuß mit PE; in diesem Falle handelt es sich um rein kinetische Emission der SE. Die letzten vier Arbeiten enthalten Messungen nach Beschuß mit Atomen oder Ionen als PT; dabei handelt es sich um eine Kombination von kinetischer Emission und Potentialemission. Es zeigt sich, daß zwischen den Verteilungen beider Gruppen keine grundlegenden Unterschiede bestehen.

Wie aus der Tabelle hervorgeht, gelang es 1958 Barrington und Anderson [10] als ersten, auf direktem Wege die Häufigkeitsverteilung von SE zu bestimmen. Die Versuche fanden jedoch in einer Argon-Atmosphäre von 10^{-2} Torr statt und ergaben als wesentliches Ergebnis eine Auszeichnung der Wahrscheinlichkeitsfaktoren P(n) für ungerade n vor denen für gerade n. Diese Tatsache ist jedoch von keinem der nachfolgenden Autoren bestätigt worden und kann daher für die weitere Diskussion außer acht gelassen werden.

Filippov bestimmte die Verteilung der SE an Glas [11], Eisen und Nickel [12] bei Beschuß mit PE für Energien zwischen 50 und 500 eV, indem er die Ladungsänderung von kleinen Partikeln der betrachteten Substanzen im elektrischen Feld eines Kondensators registrierte. Für Energien unterhalb 150 eV erhielt er in guter Näherung Poisson-Verteilungen; mit steigender Primärenergie jedoch werden die Abweichungen von dieser Verteilung immer größer.

Wilcock [14] hat für die an einem KCl-Target in Transmission erzeugten SE (bei E_p von mehreren keV) eine angenähert exponentielle Verteilung gemessen. Dasselbe

Autoren	Jahr	Target	PT	E_p(keV)	Verteilung
Barrington/ Anderson [10]	1958	CuBe	e^-	0,1-0,3	"Zickzack"
Filippov [11]	1964	Glas	e^-	0,1/0,35 0,5	>Poisson
Filippov [12]	1966	Ni,Fe	e^-	0,05-0,5	>Poisson
Häussler [13]	1964	CuBe, (NiBe), NaCl	e^-	0,1-0,6	>Poisson
Wilcock [14]	1966	KCl (Tr.)	e^-	mehrere	Exponential
Foo/Dougal [15]	1968	Cu, Ag, Pt, Au	e^-	0,06-0,96	>Poisson
Llacer/ Garwin [16]	1969	KCl, LiF, CsJ (Tr.)	e^-	1000	≈Exponential
Simon e.a. [17]	1965	Be	A^+	18	>Poisson
Schackert [18]	1966	Al,Cu,Be, CuBe	A^o, A^+	1-20	>Poisson
Delaney/ Walton [19]	1966	Al (Tr.)	He^{++}	5300	>Poisson
Collins/ Stroud [20]	1967	Al	He^o	1-5	Poisson

Tabelle 1 :

Bisherige Messungen zur Häufigkeitsverteilung von SE an Einzeltargets. > bedeutet : breiter als
Tr. bedeutet : Transmission

beobachteten Llacer und Garwin [16] an KCl, LiF und CsJ bei E_p = 1 MeV.

Alle übrigen Autoren finden Verteilungen, die sich für kleine E_p (wenige 100 eV) recht gut mit einer Poisson-Funktion beschreiben lassen, für höhere E_p jedoch immer stärker von ihr abweichen. Lediglich Collins und Stroud [20] erhielten eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit der Poisson-Verteilung, als sie Aluminium mit He-Atomen von 1 - 5 keV beschossen. In jedem Falle aber wandert bei steigender E_p das Maximum der Verteilungskurven nach rechts (zu höheren Werten von n), und die Halbwertsbreite wächst (Fig. 2).

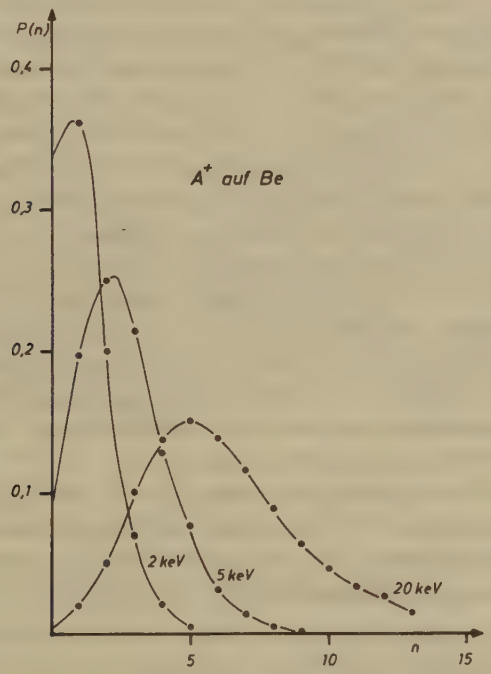


Fig. 2: Häufigkeitverteilungen von SE nach Beschuß von Be mit A^+ verschiedener E_p; nach [17]

Nach Filippov [11, 12] und Häussler [13] bestehen bei E_p = const. zwischen der Emission metallischer und nichtmetallischer Targets charakteristische Unterschiede: Isolatoren erzeugen bei gleicher E_p der PT eine wesentlich breitere Verteilung als Metalle.

1.32) Verteilungen an mehrstufigen Systemen (Multipliern)

Wird ein mehrstufiger Sekundärelektronen-Multiplier (SEM), wie er von Allen [21,22] entwickelt wurde, mit PT beschossen, so haben natürlich die auf den einzelnen Dynoden ausgelösten SE ebenfalls eine statistische Häufigkeitsverteilung; jedoch ist diese Verteilung im allgemeinen nicht mehr auflösbar, weil die zu Anfang (1.1) genannten Bedingungen nicht erfüllt sind, d.h. vor allem die Energieverteilung der SE nicht unterdrückt werden kann. Hinzu kommen die schon oben (1.2) erwähnte lokale Verteilung von γ über die einzelnen Dynodenflächen, Unterschiede im Emissionsverhalten je zweier Dynoden sowie Elektronenverluste auf dem Wege zwischen Multiplierеingang und -ausgang. Das bedeutet weiterhin, daß z.B. primäre Einzelelektronen nicht als scharfe Linie in der Häufigkeitsverteilung auftreten, sondern als Peaks mit mehr oder minder großer Halbwertsbreite. Diese und damit das Auflösungsvermögen eines SEM ist wesentlich abhängig von der Dynodenspannung und dem damit verbundenen Signal-Rausch-Verhältnis des Gerätes [23-25].

Wie die Verteilung am Ausgang eines Multipliers aussieht, wenn man für eine einzelne Dynode eine bestimmte Statistik annimmt, ist von verschiedenen Autoren jeweils über die erzeugende Funktion G(v) von P(n):

$$G(v) = \sum_{m=0}^{\infty} v^m P(m) \qquad (10)$$

berechnet worden. Die meisten [24-29] gehen von einer Poisson-Verteilung aus und erhalten als Ergebnis wiederum

eine Poisson-ähnliche. Einige legen eine Polya-Statistik zugrunde und kommen zu entsprechenden Ergebnissen [6,30-32]. Mehrere Autoren betonen, daß die ersten Dynoden für die Ausgangsverteilung die entscheidende Rolle spielen [27,29,33,34].

Die Meßwerte unterscheiden sich von den berechneten im allgemeinen darin, daß die experimentell aufgenommenen Verteilungskurven eine andere Halbwertsbreite bzw. Streuung haben als die theoretischen [29]. In einigen Fällen liegt sogar überhaupt kein Maximum vor [27,32]. Diese Unstimmigkeiten lassen sich jedoch mit den oben genannten technischen Bedingungen in einem Multiplier erklären, die bei den unter idealisierten Voraussetzungen durchgeführten Rechnungen nicht berücksichtigt sind.

Die Messungen von Brinkmann [35] an einem CuBe-Multiplier geben dessen wesentliche Eigenschaften gut wieder: Bei Änderung der Ausbeute der 1. Dynode durch Variation der Energie der PE bleibt die Impulshöhenverteilung ziemlich konstant; bei Änderung der Ausbeute aller Dynoden durch Variation der am Multiplier liegenden Spannung erhält man sehr unterschiedliche Verteilungen, die zunächst rein exponentiell ansteigen und erst bei höheren Spannungen ein ausgeprägtes Maximum zeigen.

Nach einem Ergebnis von Morton [36] läßt sich die relative Streuung der Impulshöhenverteilung am Ausgang eines Multipliers angeben zu:

$$\frac{\overline{\Delta z^2}}{z^2} = \frac{1}{\gamma_1}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\gamma - 1}\right) \qquad (11)$$

γ_1 : Verstärkungsfaktor der ersten Dynode

γ : Verstärkungsfaktor der übrigen Dynoden

Der Wert ε beträgt ungefähr 1,5 bis 1,6; durch ihn ist berücksichtigt, daß die Verteilung der an einer Dynodenstufe ausgelösten SE von einer exakten Poisson-Verteilung

abweicht. Ohne diese Abweichung wäre $\epsilon = 1$. In Formel (11) ist vorausgesetzt, daß die PE - bis auf zufällige Koinzidenzen - Einzelelektronen sind und daß die Zahl k der Dynoden ein Wert ist, der durch die Bedingung $\gamma^k > 100$ festgelegt ist; das führt normalerweise zu Zahlen $k \geq 4$. Auch aus (11) geht hervor, daß die 1. Stufe vor den folgenden ausgezeichnet ist und die Verteilung am stärksten beeinflußt.

2) Zusammenhang zwischen Häufigkeitsverteilung und Theorie der SEE

Wie schon in 1.2 erwähnt, liefern die bestehenden Theorien der SEE keine Ergebnisse über die Form der Verteilung P = P(n). Dennoch gibt es in ihnen Hinweise darauf, welche Größen einen Einfluß haben und wie man diese eventuell bestimmen kann.

Die meisten Theorien, auch die neueren auf quantenmechanischer Grundlage, lassen sich reduzieren auf die bereits in der Einleitung genannte Einteilung in drei aufeinanderfolgende Prozesse:

1. Auslösung,
2. Diffusion,
3. Austritt der SE.

Demgemäß kann man eine allgemeine Formel für die Ausbeute γ eines Targets angeben:

$$\gamma = \int_0^{x_{max}} n(x, E_p)\, W(x)\, T\, dx \qquad (12)$$

Dabei ist $n(x,E_p)$ die Zahl der SE, welche von einem PT der Energie E_p in der Entfernung x von der Oberfläche ausgelöst werden. W(x) ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bei x ausgelöstes SE bis zur Oberfläche (x = 0)

gelangt, und T ist die Austrittswahrscheinlichkeit an der Stelle x = 0 ins Vakuum. Die Integration erstreckt sich bis zur maximalen Eindringtiefe R_p der PT. n, W und T sind natürlich noch von verschiedenen Parametern abhängig.

2.1) Auslösung von SE im Target bei Beschuß mit PE

Die Zahl $n(x,E_p)$ läßt sich - für kinetische Emission - in der bisherigen Allgemeinheit noch aufschlüsseln in [8]:

$$\mu(x, E_p) = K \cdot \frac{dE_p}{dx}(x, E_p) \qquad (13)$$

Der Verlauf der Energieabgabe-Funktion $\frac{dE_p}{dx}$ wird unterschiedlich angegeben (Fig. 3a). Auf jeden Fall erhält man daraus immer nur die mittlere Zahl der in der Tiefe x entstehenden SE. Der Faktor K ist von dem speziellen Modell und der im einzelnen angewandten Rechenmethode abhängig; er enthält vor allem die Größen Stoßquerschnitt und mittlere zur Erzeugung eines SE notwendige Energie E_0. (Nach [37,38] werden SE überwiegend durch inelastische Wechselwirkung von PE mit den gebundenen Elektronen der äußeren Schalen gebildet.)

Ein eindringendes PE kann mit dem Target in mannigfacher Weise wechselwirken und dabei Plasmonen, Phononen, Strahlung oder SE erzeugen. Die einzigen über qualitative Erklärungen hinausgehenden statistischen Aussagen, welche die Theorie im Zusammenhang mit den genannten Vorgängen macht, sind:

a) Die Zahl der bis zur Entfernung x von der Oberfläche (x = 0) eingedrungenen PE ist [39,40]:

$$\mu_p(x) = \mu_p(0) \exp\left[-\left(\frac{x}{R_p}\right)^c\right] \qquad (14)$$

R_p: mittlere Eindringtiefe der PE bei senkrechttem Einfall

c: Materialkonstante, $1 < c < 2$

b) Die Wahrscheinlichkeit S(n), daß ein eingedrungenes PE n inelastische Stöße erleidet, ist [41]:

$$S(n) = \frac{\left(\frac{R_p}{L_p}\right)^n \exp\left(-\frac{R_p}{L_p}\right)}{n!} \qquad (15)$$

L_p : mittlere freie Weglänge der PE

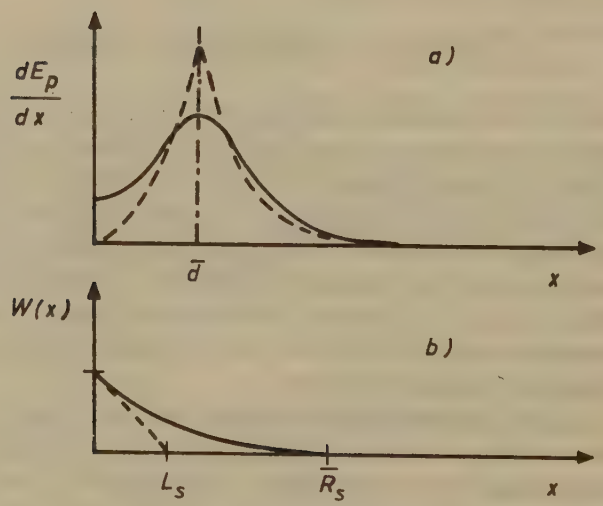


Fig. 3a: Differentieller Energieverlust von PE in Richtung der Oberflächennormalen, --- : idealisiert nach Rechnung; —— : tatsächlich nach Messung, [$\bar{d}$: wahrscheinliche Entstehungstiefe der SE]

Fig. 3b: Austrittswahrscheinlichkeit von SE als Funktion ihrer Entstehungstiefe; jeweils nach [37]

S(n) ist eine Poisson-Verteilung und bisher experimentell nur für inelastische Stöße, die zur Erzeugung von Plasmonen führen, verifiziert. Jedoch kann man eine entsprechende Annahme auch für die Auslösung von SE machen, wenn man in Betracht zieht, daß auch die Zahl der in einer Szintillationsschicht ausgelösten Photonen einer Poisson-Funktion genügt [42] und daß für niedrige E_p die bisher gemessenen Häufigkeitsverteilungen von SE sehr nahe an eine solche herankommen. In diesem Fall (E_p: wenige 100 eV) kommt das Spektrum der austretenden SE dem der ausgelösten am nächsten, weil die Mehrzahl der SE nahe der Oberfläche entsteht und die Verteilung durch den Diffusionsprozeß dann (s. 2.2) am wenigsten beeinflußt wird.

Die mittlere Eindringtiefe R_p von senkrecht auftreffenden Elektronen wird im allgemeinen in Abhängigkeit von E_p angegeben als [39,40]:

$$R_p = C \cdot E_p^m \qquad (16)$$

C, m: Stoffkonstanten, $1 \leq m \leq 2$
Soll auch noch die Abhängigkeit von Targetmaterial berücksichtigt werden, folgt [43]:

$$r_p = \frac{B}{Z} E_p^m \qquad (17)$$

mit $r_p = R_p \frac{\varrho}{A}$ (spezifische Reichweite)
ϱ : Dichte; A: Atomgewicht; Z: Ordnungszahl; B: Stoffkonstante.

Die mittlere Eindringtiefe für PE steigt normalerweise etwas stärker als linear mit E_p an, d.h. $m > 1$. Bei Metallen und Elementhalbleitern rechnet man häufig mit einem einheitlichen Exponenten von $m = 1{,}4$ und beschreibt die Stoffabhängigkeit von R_p bzw. r_p allein durch den Faktor C bzw. B.

In Fig. 4 ist $R_p = R_p(E_p)$ für Pt, Cu und Ge unter Benutzung der Werte aus [43] aufgetragen. Mit $R_p = C \cdot E_p^{1,4}$ beträgt C, wenn E_p in keV und R_p in Å angegeben

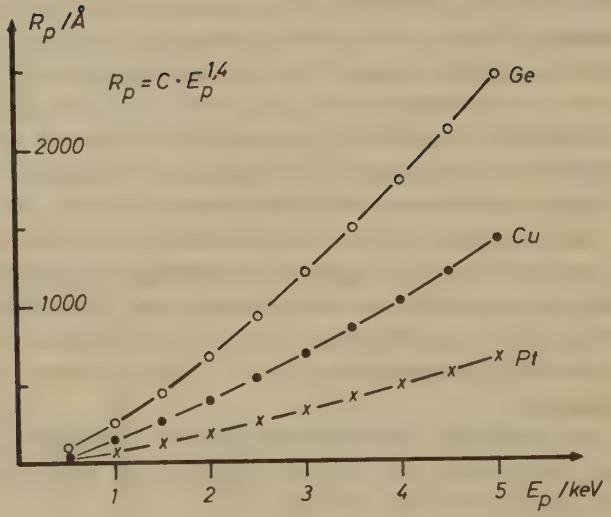


Fig. 4: Mittlere Eindringtiefe von PE als Funktion ihrer Energie; nach [50]

ist, bei

Pt : C = 68,
Cu : C = 147,
Ge : C = 256.

Die Beziehung (16) gilt erst bei Primärenergien ab 0,5 - 1 keV. Unterhalb E_p = 0,5 keV fallen Beugung und Reflexion der PE immer stärker ins Gewicht. Eine Extrapolation von (16) zu kleineren Energien ist daher mit einem wachsenden Fehler behaftet, dessen Größe nur schwer abzuschätzen ist.

Man kann nach diesen Betrachtungen davon ausgehen, daß die ausgelösten SE ihrer Häufigkeit nach einer Poisson-Verteilung genügen. Die stärksten Stützen für

diese Annahme sind Gleichung (15) und die gemessenen Verteilungen für niedrige E_p.

2.2) Diffusion der SE zur Oberfläche

Die Häufigkeitsverteilungen von SE weichen mit steigender E_p immer stärker von einer Poisson-Verteilung ab. Da nach (16) die mittlere Reichweite der PE und damit auch die mittlere Entstehungstiefe der SE mit E_p anwächst, muß diese Abweichung auf Einflüsse zurückgeführt werden, denen die SE auf ihrem Wege zur Oberfläche unterworfen sind; d.h. der Diffusionsprozeß durch den Festkörper verändert die Verteilung.

Diese Veränderung ist meßbar (und teilweise auch schon gemessen worden), indem man E_p und damit den Diffusionsweg der SE vergrößert. Greupner [7] hat für Argonionen und -atome als PT festgestellt, daß sich die für kleine E_p gemessene Poisson-Verteilung mit steigender E_p in eine Polya- bzw. Gamma-Verteilung umwandelt. Diese Tatsache muß noch für SE-Auslösung durch PE untersucht werden.

Die Zahl der aus der Tiefe x emittierten SE ist proportional der Zahl der dort angeregten Elektronen $n(x)$ und einer Transportfunktion $W(x,\epsilon)$ welche die Diffusion von Elektronen der Energie ϵ zur Oberfläche beschreibt. Auf diesem Wege erleiden sie Energieverluste, die zu ihrer Absorption im Target führen können. Unter der idealisierten Annahme, daß die Energie ϵ aller ausgelösten SE am Entstehungsort gleich ist, kann der Transportprozeß durch eine Boltzmann-Gleichung beschrieben werden, die bestimmten Nebenbedingungen unterworfen ist [44].

Die wesentlichen Gründe für Energieverluste sind Wechselwirkungen mit Elektronen (vorwiegend in Metallen) und dem Gitter. Die einfachsten empirischen Lösungen des Transportproblems für diese Fälle sind [37,45]:

a) $$W_E(x) = D_E \exp\left(-\frac{x}{L_{sE}}\right) \qquad (18a)$$

b) $$W_G(x) = D_G \exp\left(-\frac{x}{L_{sG}}\right) \qquad (18b)$$

Zusammengefaßt erhält man ein dem jeweiligen Problem angepaßtes Ergebnis:

$$W(x) = D \exp\left(-\frac{x}{L_s}\right) \qquad (19)$$

mit $$\frac{1}{L_s} = \frac{1}{L_{sE}} + \frac{1}{L_{sG}}$$

L_s : mittlerer Laufweg der SE im Target
D : Materialkonstante
Die entsprechenden Größen in (18a,b) beziehen sich allein auf die genannten Wechselwirkungen mit Elektronen (E) und Gitter (G).

Gewöhnlich wird von der Form (19) ausgegangen [37; Fig. 3b]. Aus allen drei Gleichungen (18a) - (19) folgt auf jeden Fall, daß es eine maximale Austrittstiefe bzw. Entstehungstiefe $\bar{R}_s$ gibt, oberhalb derer ausgelöste SE nicht mehr genügend Energie zur Überwindung des Oberflächenpotentials haben. $\bar{R}_s$ ist vor allem durch die Gitterstruktur des Targets bestimmt und wurde von Seiler [46] angegeben zu

$$\bar{R}_s \approx 5\, L_s \quad ,$$

indem er als maximale Austrittstiefe diejenige Entstehungstiefe der SE definierte, für welche die Funktion W(x) nur noch $\frac{1}{e^5}$ des Wertes von W(0) = D beträgt.

Sternglass [8,37] gibt eine halbempirische Formel zur Berechnung von L_s an:

$$L_s = (\alpha' N \sigma_\gamma)^{-1} \qquad (20)$$

$\alpha' \approx 0{,}23$, Konstante
N : Teilchenzahldichte

Der geometrische Wirkungsquerschnitt σ_γ beträgt nach [8]:

$$\sigma_\gamma = 1{,}6 \cdot Z^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \qquad (21)$$

Nach Sternglass ist L_s von derselben Größenordnung wie die mittlere freie Weglänge λ_s von SE im Target, da nur wenige Stöße genügen, bis das SE die Möglichkeit auszutreten verliert. L_s und $\bar{R}_s$ sind für niedrige E_p (< 100 eV) abhängig von E_p [47], für höhere Werte von E_p nahezu konstant [8,46], während sich R_p nach (16) mit steigender E_p immer weiter erhöht. L_s liegt bei Metallen in der Größenordnung von 10 Å, bei Isolatoren von 100 Å. Die Werte für Cu, Ge, Pt sind nach (20):

Pt : 9 Å
Cu : 10 Å
Ge : 19 Å

In 1.31 wurde die Annahme gemacht, daß die im Target ausgelösten SE nach ihrer Häufigkeit einer Poisson-Verteilung genügen. Bei niedrigen Eindringtiefen R_p der PE kann man davon ausgehen, daß die Wahrscheinlichkeit für ein SE, in der Tiefe x gebildet zu werden, für alle SE etwa die gleiche ist, unabhängig davon, ob sie innerhalb der Häufigkeitsverteilung P(n) zu einer Gruppe mit hohem oder niedrigem n gehören. Bei Diffusion und Austritt ist unter diesen Bedingungen nur eine geringfügige Veränderung der Verteilung zu erwarten. Daher ist es verständlich, daß Greupner [7] für kleine Eindringtiefen R_p ($R_p < 4\ L_s$) der PT in jedem Falle eine Poisson-Verteilung findet.

Für höhere Eindringtiefen wird obige Annahme nicht mehr gültig sein; außerdem wird die Häufigkeitsverteilung durch den Transportprozeß insofern beeinflußt, als ganz bestimmte SE innerhalb der Ausgangsverteilung - nämlich alle, die in tieferen Atomlagen entstehen - praktisch keine Chance mehr haben, zur Oberfläche zu gelangen.

Daraus erklärt sich Greupners Ergebnis, daß für $R_p > 4\ L_s$ keine Poisson-Verteilung mehr vorliegt. In einem Übergangsbereich, $2\ L_s \leq R_p \leq 4\ L_s$, kann man die Verteilung der ausgetretenen SE sowohl durch eine Poisson- als auch durch eine Polya-Funktion beschreiben. Mit diesen Überlegungen ist gezeigt, daß die Ergebnisse von Greupner [7] und Seiler [46] gut übereinstimmen.

Es erscheint angesichts dieser Fakten sinnvoll, eine effektive Austrittstiefe R_s der SE zu definieren, unterhalb derer der Transportprozeß die ursprüngliche Statistik der ausgelösten SE nicht wesentlich beeinflußt. Diese müßte nach dem oben Gesagten derjenigen Eindringtiefe R_p entsprechen, für die gilt:

$$R_p \approx 3\ L_s$$

2.3) Austritt der SE ins Vakuum und Adsorption

Ebenso wie der Transportprozeß kann auch der Austritt der SE von der Targetoberfläche ins Vakuum ihre Verteilung P(n) beeinflussen. Dieser Umstand ist bisher experimentell noch nicht untersucht worden.

Für den Austritt ist der in (12) enthaltene Transmissionskoeffizient T maßgeblich, der angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein mit der Energie E_s bis zur Oberfläche gedrungenes SE ins Vakuum gelangt. Nach den einzelnen Theorien ist T insbesondere abhängig von der Fermi-Energie E_F, der Austrittsarbeit Φ und der Energie E_s. In jedem Falle wird deutlich, daß die Austrittsarbeit des Festkörpers zwar für den Emissionsprozeß wichtig, aber keineswegs die allein bestimmende Größe ist. Die Ausbeute γ ändert sich nach Messungen zahlreicher Autoren nicht etwa proportional dem Wert Φ.

Eine brauchbare und inzwischen durch Experimente bestätigte Formel für T findet sich bei Sternglass [8,37]:

$$T = 1 - \left[\frac{\Phi_D}{E_s + \Phi_D}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (22)$$

Dabei ist Φ_D nicht die gesamte Austrittsarbeit, sondern lediglich das Oberflächenpotential, welches das Elektron direkt beim Austritt überwinden muß (etwa 0,1 - 0,5 eV). Φ_D hat seinen Ursprung in der asymmetrischen Ladungsverteilung der Oberflächenatome, die (auch bei Adsorption von Fremdmolekülen) ein Flächendipolmoment erzeugt. Der restliche Teil von Φ hat nur für den Auslöseprozeß Bedeutung.

Die Theorie von Sternglass für Elemente, vor allem Metalle, ist inzwischen von Jahrreiß [48] auch auf Legierungen und Verbindungen erweitert worden, was im Hinblick auf die im folgenden beschriebenen Ergebnisse an CuBe von Bedeutung ist.

Für die Häufigkeitsverteilung P(n) ist die Größe E_s wichtig. Es ist sinnvoll anzunehmen, daß die Energieverteilung innerhalb einer Gruppe für hohe n breiter ist als für niedrige, wenn man in Betracht zieht, daß die n SE einer Gruppe jeweils von einem einzigen PE ausgelöst werden. Insbesondere wird sich der Anteil der SE mit $E_s < \bar{E}_s$ (mittlere Energie) mit wachsendem n erhöhen. Da T andererseits mit der Energie E_s ansteigt und mit steigendem Φ_D abfällt, ist zu erwarten, daß eine Änderung des Oberflächenpotentials Φ_D sich auch in der Impulshöhenverteilung bemerkbar macht: Eine Erhöhung von Φ_D wird die Werte der Faktoren P(n) mit hohem n im Vergleich zu denen mit niedrigem n verkleinern.

Diese Tatsache ist experimentell leicht zu prüfen, indem man das Oberflächenpotential durch Adsorptionsschichten verändert. Die Wirkung von Adsorbaten auf die SEE ist zwar nicht allein auf die Ausbildung einer zusätzlichen Dipolschicht zurückzuführen, jedoch hat diese Erscheinung mit Sicherheit einen wesentlichen Einfluß [49]. Ist μ das effektive Dipolmoment eines Moleküls in einer Adsorptionsschicht mit dem Bedeckungsgrad θ, so

beträgt die Änderung von Φ_D nach einem einfachen Modell [50]:

$$\Delta\Phi_D = 4\pi Z_M \Theta \mu \qquad (23)$$

Z_M : Maximalzahl in 1 cm^2 einer Monoschicht enthaltener Molekeln

μ hängt ab von molekülspezifischen Parametern wie permanentem Dipolmoment und Polarisierbarkeit sowie dem Bindungsmechanismus zwischen Festkörper und Adsorbat.

Es existieren noch keine Meßergebnisse über den Zusammenhang zwischen Impulshöhenverteilung und Adsorption. Hingegen ist der Einfluß auf die Ausbeute γ bereits hinreichend erforscht. Es treten Änderungen (meist Erhöhungen) von γ um mehrere 10 % bis zu 100 % auf [51], bei intensiver Einwirkung der Adsorbate auf die Oberfläche - wie z.B. bei der Aktivierung eines SEM - sogar um erheblich mehr als 100 % [52]. Ein einmal formierter SEM zeigt nur noch Ausbeuteänderungen in der Größenordnung von 10 % [49]. Die Kurven $\gamma = f(E_p)$ werden im wesentlichen parallel verschoben, d.h. γ ändert sich für alle E_p um denselben Betrag; nur für $E_p < E_{po}$ werden die Unterschiede geringer, da bei $E_p = 0$ natürlich auch $\gamma = 0$ gelten muß.

2.4) Problemstellung

In den Abschnitten 1.1 bis 2.3 ist der Versuch gemacht worden, das bisher über die Häufigkeitsverteilung von SE Bekannte darzustellen und einige Zusammenhänge mit der Theorie der SEE aufzuzeigen. Daraus lassen sich verschiedene Probleme ableiten, die im folgenden zu behandeln sind:

A: Der in 1.2 dargestellte, von Greupner [7] aufgezeigte Zusammenhang zwischen Art der Verteilung und der Größe $A_s = \frac{R_E}{L_s}$ ist bisher nur an Hand von drei Targetmaterialien (Be, Cu, Al) sowie für Argonatome und -ionen als PT verifiziert worden. Er soll

an weiteren Targets und vor allem für PE geprüft werden.

B: Der Einfluß, den der Diffusionsprozeß auf die Verteilung P(n) ausübt, soll dadurch herausgearbeitet werden, daß man P(n) für verschiedene Werte von E_p (und damit R_p bzw. R_s) mißt.

C: Der Einfluß des Austrittsprozesses auf die Verteilung soll durch Adsorption ausgewählter organischer Substanzen an den Targetoberflächen festgestellt werden. Dabei muß E_p kleiner als E_{p_0} (Energie, für die γ seinen Maximalwert γ_m annimmt) sein, damit die Verteilung der ausgelösten SE durch den Diffusionsprozeß nicht schon zu stark verändert wird.

D: Da bisher nur Metalle und Nichtmetalle untersucht wurden, wird es interessant sein, die Häufigkeitsverteilung auch an einem Halbleiter (Ge) zu messen.

E: Die unter B und C beschriebenen Experimente sollen auch an einem aktivierten CuBe-Target durchgeführt werden.

3) Experimentelles

3.1) Vakuumapparatur

Die schon in [49] genau beschriebene Apparatur besteht aus zwei durch Ventile voneinander getrennten Räumen, dem eigentlichen Rezipienten mit Elektronenquelle EQ und Meßzelle MZ sowie dem Gaseinlaß (Fig. 5).

Im Rezipienten kann durch eine zweistufige Quecksilber-Diffusionspumpe DF ein Vakuum von 2×10^{-8} Torr, im Gaseinlaß durch eine Quecksilber-Dampfstrahlpumpe DS ein Vakuum von etwa 10^{-6} Torr erzeugt werden. Beide Pum-

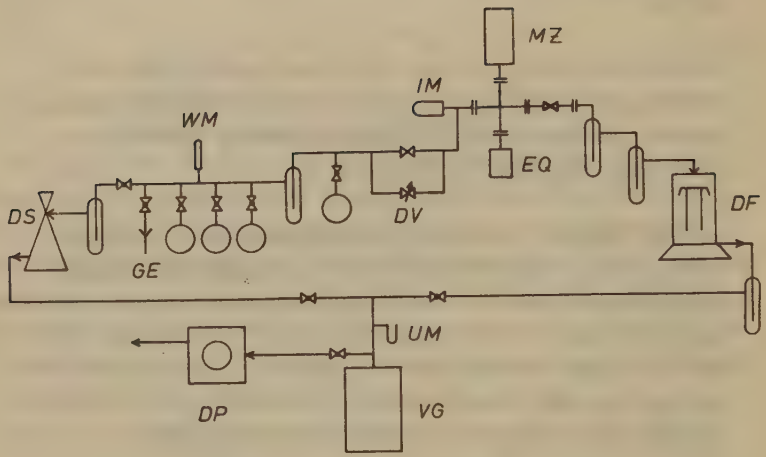


Fig. 5: Schematische Darstellung der Hochvakuumapparatur

pen sind über ein Vorvakuumgefäß VG mit einer Drehschieberpumpe DP verbunden. Die Druckmessung erfolgt im Rezipienten mit einem Ionisationsmanometer IM, im Gaseinlaß mit einem Wärmeleitungsmanometer WM, im Vorvakuumbereich mit einem U-Rohr-Manometer UM.

Der Gaseinlaß ist mit vier Glaskolben zur Speicherung bzw. Mischung von Gasen versehen, ferner einer Zuleitung GE mit Schliff, an den ein Vorratsgefäß mit der zu verwendenden Substanz - meist einer Flüssigkeit - angesetzt werden kann. Die zunächst eingefrorene Substanz verdampft, nachdem der gesamte Raum einmal evakuiert worden ist, in den Gaseinlaß und kann von dortaus über ein feines Dosierventil DV in den Rezipienten geleitet werden. Es lassen sich so mühelos Partialdrucke mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 x 10^{-8} Torr einstellen.

Alle zum Bau des Rezipienten verwendeten Teile, einschließlich der Ventile, sind begrenzt ausheizbar. Denn vor jeder Adsorptionsmessung ist ein mehrstündiges Heizen erforderlich, damit Verunreinigungen entfernt werden.

3.2) Erzeugung des Primärelektronenstrahles
und Ausbeutemessungen

Die Elektronenquelle EQ (Fig. 6) zur Erzeugung der Primärelektronen besteht aus einem Wolframglühfaden WG, der zur Abschirmung gegen den geerdeten Rahmen von einem Zylinder AZ aus Molybdänblech umgeben ist. Drei ringför-

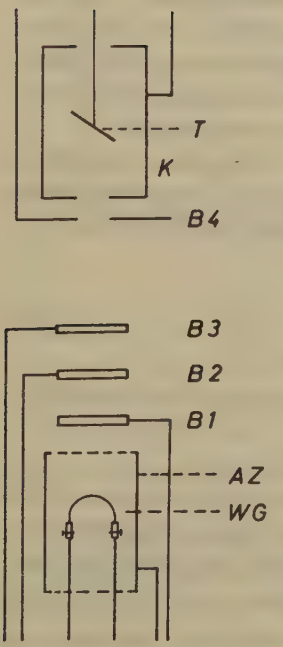


Fig. 6: Elektronenquelle und Vorrichtung für Ausbeutemessungen

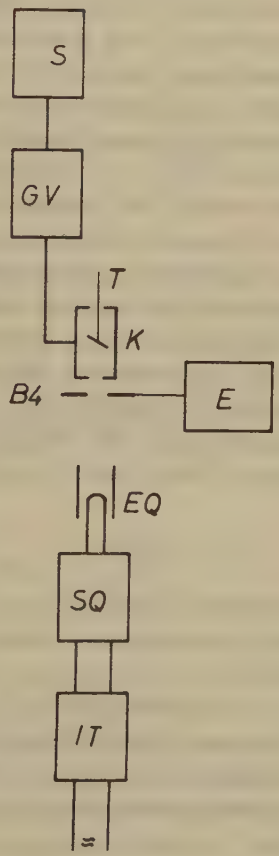


Fig. 7: Blockschaltbild zu Fig. 6

mige Blenden (B1 - B3) aus Edelstahl auf geeigneten Potentialen hinter AZ dienen dazu, die emittierten Elektronen zu einem Strahl zu bündeln. Heiz- und damit Emissionsstrom des Glühfadens werden mit Hilfe einer stabilisierten Stromquelle SQ reguliert, die über einen Isoliertransformator IT ans Netz angeschlossen ist (Fig. 7).

Die Ausbeute eines Targets T - ohne Berücksichtigung der Häufigkeitsverteilung - wird auf die übliche Weise mit Hilfe eines Faradaykäfigs bestimmt, indem man Primärstrom I_p und Sekundärstrom I_s getrennt mißt. Die auf dem Target erzeugten SE werden von dem geerdeten Kollektor K gesammelt und als Ausgangsstrom I_a über einen Gleichstromverstärker GV auf einem Schreiber S registriert (Fig. 7). Die Blende B4 dient ebenfalls zur Fokussierung, das angeschlossene Elektrometer E zur Kontrolle eventuell auftretender Streuströme und zur optimalen Einregelung der Fokussierungsspannung. Die Spannungsversorgung erfolgt durch zwei stabilisierte Hochspannungsquellen über geeignete Spannungsteiler.

Zur Aufnahme der Funktion $\gamma = f(E_p)$ wird die Primärenergie durch Änderung des Potentials der Elektronenquelle variiert und die resultierende Änderung von I_a gemessen. Nach Definition ist

$$\gamma = \frac{\eta_a}{\eta_e} \qquad \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\Delta\eta_a}{\eta_a} \qquad (24)$$

Entsprechend kann man auch bei Gaseinlaß die durch Adsorption entstehende Änderung von γ als Änderung von I_a ermitteln.

Die Ausbeutekurven von Pt, Ge, aktiviertem und nicht aktiviertem CuBe sind in Fig. 8 zu sehen. Bei der Ge-Probe handelt es sich um n-leitendes, Sb-dotiertes Ge mit einem spezifischen Widerstand von $\varrho = (1{,}74 \pm 0{,}1)$ Ω cm.

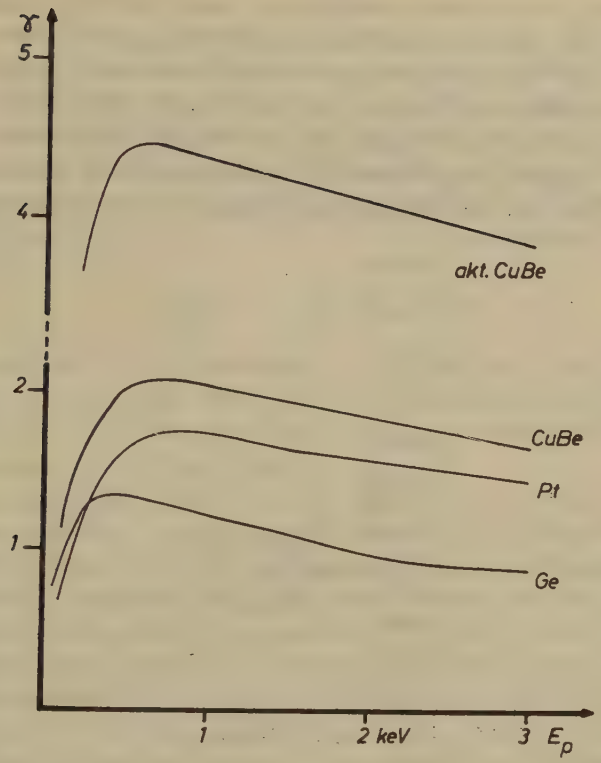


Fig. 8: Ausbeutekurven

3.3) Messung der Häufigkeitsverteilungen

Die SE-Impulse werden mit einem CsJ(Tl)-Kristall als Detektor und über eine Photokathode mit einem magnetischen Multiplier MEM (Bendix M-304) verstärkt sowie anschließend in einen LABEN-Vielkanalanalysator VKA (Modell 100) gegeben.

Der PE-Strahl trifft über eine Blende B4 auf das betrachtete Target T und löst dort SE aus. Die so er-

zeugten Impulse werden zunächst auf den CsJ(Tl)-Kristall S (Ø ≈ 1 cm) gelenkt und lösen dort Photonen aus, die ihrerseits auf die nachgeschaltete Photokathode P treffen. Von dieser geht ein Photoelektronen-Impuls aus, der schließlich auf den Eingang des MEM trifft (Fig. 9). Über die Eignung von Scintillationszählern und MEM zum Nachweis der SE ist im nächsten Abschnitt noch gesondert

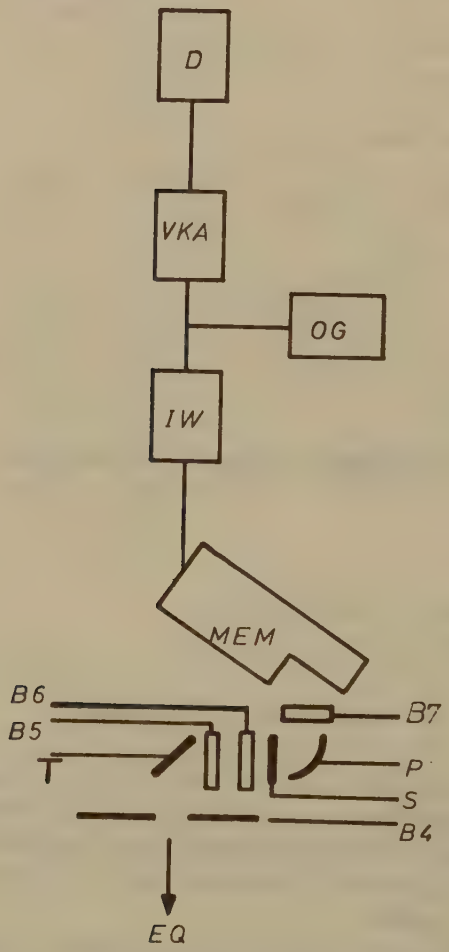


Fig. 9: Meßvorrichtung für Häufigkeitsverteilungen

etwas zu sagen.

Durch die Blenden B5 und B6 werden die SE fokussiert. Zwischen T und S durchlaufen sie eine konstante Potentialdifferenz von 5 kV. Damit ist gewährleistet, daß ihre Energieverteilung keinen Einfluß mehr auf die Höhe der ausgelösten Impulse hat. Nach übereinstimmenden Messungen vieler Autoren ist die absolute Breite der Energieverteilung von SE: $\Delta E < 20$ eV [51,52]. Das bedeutet, es beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} < \frac{20}{5000} = 0{,}4\,\%$$

Zählkristall und Photokathode P liegen auf einem Potential von -2,5 kV. Zwischen P und Eingang des MEM liegt nochmals eine Spannung von 0,5 kV. Die Blende B7 dient wiederum zur Fokussierung.

Die Ausgangsimpulse des Multipliers werden über einen Impulswandler IW auf den VKA gegeben. Die Form der Verteilung kann auf dem Schirm einer Oszillographenröhre sichtbar gemacht sowie von einem Drucker ZD auf Zahlstreifen ausgeschrieben werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, das Impulsspektrum mit Hilfe eines angeschlossenen Oszillographen OG ständig zu beobachten (Fig. 9). Die Eingangsimpulse können additiv und subtraktiv eingegeben werden. Das erlaubt es, am Ende einer Messung den Nulleffekt abzuziehen.

Alle Verteilungen basieren auf durchschnittlich fünf Messungen, um zufällige Schwankungen möglichst auszuschalten. Die Meßzeit für die Aufnahme eines Spektrums beträgt jeweils etwa 10 Minuten.

3.4) Eigenschaften von Detektor und Verstärker

Für die Verstärkung der ausgelösten SE-Impulse kommt es auf mehrere Faktoren an:

a) ein hohes Verstärkungsverhältnis, insbesondere an der ersten Stufe,

b) schmale Ausgangsimpulse, d.h. hohes Auflösungsvermögen,
c) eine niedrige Ansprechzeit,
d) Unabhängigkeit des Nachweissystems von Einflüssen adsorbierter Substanzen.

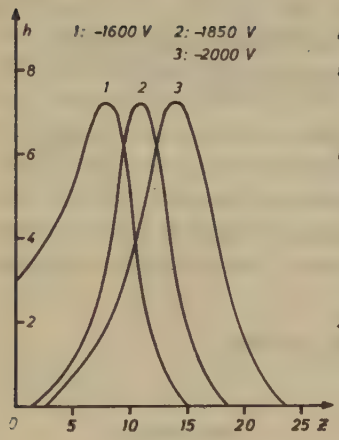
Ein Szintillationszähler ist anderweitig [13,15,20] schon zur Messung der IHV von SE benutzt worden und bedarf deshalb an dieser Stelle keiner eingehenden Beschreibung. Aus apparativen Gründen ist der CsJ(Tl)-Kristall nicht in Verbindung mit einem Photomultiplier, sondern über eine nachgeschaltete Photokathode mit einem magnetischen Multiplier im offenen System benutzt worden. Diese Kombination ist für die Messungen jedoch ebenfalls gut geeignet, wie folgende Überlegungen zeigen:

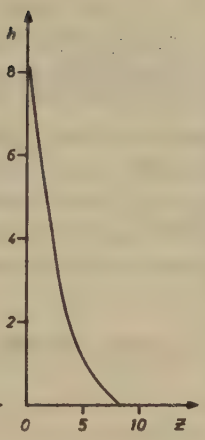
a) Der MEM [53] besitzt eine besonders hohe Verstärkung (bis $> 10^8$). Auch der CsJ(Tl)-Kristall in Verbindung mit der Photokathode hat einen günstigen Verstärkungsfaktor. Ein genauer Wert ist nicht ermittelt worden; es genügte festzustellen, daß die SE-Impulse am VKA genügend hoch verstärkt ankommen. Die erste Stufe ist deshalb von besonderer Bedeutung, weil durch sie das Auflösungsvermögen weitgehend bestimmt wird [27,29,33,34,36].

b) Die Linienbreite der Ausgangsimpulse läßt sich leicht testen, wenn man jeweils die erste Linie eines SE-Spektrums am VKA betrachtet. In Fig. 10 sind einige solcher (nach rechts ungefähr symmetrisch verlängerter) Linien zu sehen. Ihre Halbwertsbreite Δz hängt vor allem von der Betriebsart des Multipliers ab. Als günstigsten Wert ergaben Testmessungen eine Dynodenspannung von $U_D = -1850$ V. Es ist dann $\Delta z \approx 6$ Kanäle.

Die Impulszahlen in den ersten Kanälen enthalten auch den Nulleffekt, der aber, wie erwähnt, nachträglich wieder subtrahiert werden kann. Fig. 11 zeigt die IHV des Nulleffektes bei $U_D = -1850$ V, demnach den ersten 7 Kanälen praktisch verschwindet.

c) Die Ansprechzeit des Systems ist im wesentlichen durch die Abklingzeit eines Photoimpulses am





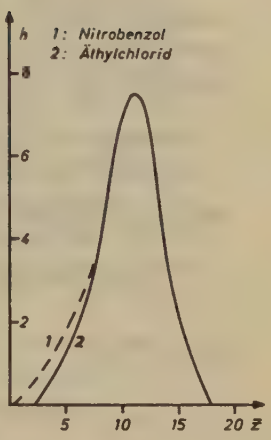


Fig. 10 Fig. 11 Fig. 12

Fig. 10: Breite des ersten Peaks bei verschiedenem U_D

Fig. 11: Nulleffekt

Fig. 12: IHV von Glühelektronen bei Adsorption

Szintillationskristall bestimmt. Diese beträgt nach [54] etwa $t_1 = 0{,}55$ µs. Die Ansprechzeit des MEM ist kleiner als t_1: Zwischen Auftreffen der PT am Eingang und Entstehung der Ausgangsimpulse liegen etwa $t_2 = 100$ ns. Demnach ist die Zahl der pro Sekunde ungestört aufnehmbaren Impulse begrenzt:

Nach der (ebenfalls Poisson'schen) Intervallverteilung [55] ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß - bei durchschnittlich v Ereignissen pro Zeiteinheit - zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen ein Zeitintervall $t > t_o$ bzw. $t < t_o$ liegt:

$$I(t > t_o) = e^{-vt_o} \qquad (25a)$$

bzw.

$$I(t < t_o) = 1 - e^{-vt_o} \qquad (25b)$$

Betrachtet man die von dem Nachweissystem aufgenommenen Impulse mit einer Dauer von $t_o = t_1 + t_2 \approx 0{,}7$ µs als Ereignisse, so beträgt die Überlappungswahrscheinlichkeit für zwei aufeinanderfolgende Impulse:

$$\ddot{U}(t_o) = I(t < t_o) = 1 - e^{-vt_o} \qquad (25c)$$

und bei kleinem $\ddot{U}(t_o)$:

$$\ddot{U}(t_o) \approx vt_o$$

Soll $\ddot{U}(t_o) < 1$ % bleiben, so muß gelten:

$$vt_o < 0{,}01$$

$$v < \frac{0{,}01}{t_o} \approx 1{,}5 \cdot 10^5 \text{ Impulse/sec}$$

Diese Zahl ist niedriger als die durch den VKA bedingte Begrenzung. Letzterer kann wegen einer Totzeit von jeweils 17 µs maximal $6 \cdot 10^4$ Impulse pro Sekunde ohne Störung registrieren. Da unter Vernachlässigung der Verlustrate jedes PE einen Impuls erzeugt, darf der Primärstrom I_p nicht wesentlich größer sein als:

$$I_p \approx \frac{1{,}5 \cdot 10^4 \cdot e^-}{\text{sec}} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-15} \text{ A}$$

Tatsächlich beträgt I_p jeweils etwa 10^{-15} A.

d) Ein Vorteil des Nachweissystems ist es weiterhin, daß es nahezu unabhängig von den Vakuumbedingungen ist, worauf schon in [53] kurz hingewiesen wird. Das läßt sich leicht testen, wenn man das System direkt mit thermischen Elektronen beschießt. Diese werden nach Hermann [56] - von zufälligen Koinzidenzen abgesehen - einzeln emittiert. Bei einer E_p von 2 keV erzeugen sie ein Impulsspektrum mit nur einem Maximum. Beschießt man das System mit Glühelektronen, so läßt sich bei Änderung des

Restgasdruckes zwischen 10^{-8} und 10^{-6} Torr keine Änderung, weder in der Verstärkung noch in der IHV, feststellen. Bei Anwesenheit organischer Substanzen ($p \approx 10^{-7}$ Torr) treten Änderungen von I_a bis maximal 4 % auf (Tab. 2). Die Impulshöhenverteilung von Glühelektronen läßt nur in den ersten Kanälen einen Adsorptionseinfluß erkennen (Fig. 12), der aber für die Hauptmessungen ohne Belang ist. Dieser Umstand ermöglicht es, die Experimente, in denen Adsorptionseinflüsse auf die SE-Verteilung festgestellt werden sollen, ohne Zusatzkorrekturen durchzuführen.

Substanz	$\Delta I_a/I_a$
Acetonitril	-2,9 %
Butylamin	-2,2 %
Chlorbutan	-1,4 %
Äthanol	-1,0 %
Phenol	-0,6 %
Propionaldehyd	+1,5 %
Nitrobenzol	+2,0 %
Anisol	+2,1 %
Pentan	+2,7 %
Diäthylketon	+3,4 %

Tab. 2: Änderung des Ausgangsstromes am MEM in Gegenwart organischer Adsorbate

3.5) Adsorptionsmessungen

In 3.1 ist bereits beschrieben, wie die Adsorptionsschichten auf den untersuchten Targets erzeugt werden. Die Partialdrucke der eingelassenen Gase betragen jeweils $2 \cdot 10^{-7}$ bis $3 \cdot 10^{-7}$ Torr. Bei den Messungen in Gegenwart organischer Adsorbate entstehen einige Probleme, auf die hier kurz einzugehen ist:

a) Adsorptionsschichten wirken sich nicht nur auf die betreffenden Targets und die SEE aus, sondern beeinflussen auch den Primärstrom I_p aus der Elektronenquelle. Die auftretenden Schwankungen von I_p sind bereits in [49] untersucht worden und werden bei der Berechnung der Ausbeuteänderung $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}$ berücksichtigt. Die geringfügige Änderung der Verteilung am Ausgang des MEM (Fig. 12) ist vermutlich auf dessen Verhalten und nicht auf das der Elektronenquelle zurückzuführen.

b) Wie ebenfalls in [49] schon für einen CuBe-Multiplier gezeigt wurde, läßt sich bei Gaseinlaß der Adsorptionsvorgang anhand des Ausgangsstromes I_a auch zeitlich verfolgen. Der Primärstrom erreicht seinen Endwert nach etwa 10 sec, der Sekundärstrom erst nach mehreren 10 sec. I_s steigt zunächst gleichmäßig an und nähert sich dann asymptotisch seinem Endwert. Die Verzugszeiten liegen für Partialdrucke um $2 \cdot 10^{-7}$ Torr zwischen 40 und 60 sec. Sie sind reproduzierbar und für Adsorbat und Unterlage charakteristisch. Fig. 13 zeigt die zeitliche Änderung von I_a bei Adsorption von Äthanol und Nitrobenzol an CuBe und Pt. Man erkennt deutlich drei Bereiche, welche Einlaßvorgang (insbesondere Änderung von I_p), Adsorptionsvorgang und stationären Zustand wiedergeben. Letzterer ist dann erreicht, wenn sich ein konstanter Bedeckungsgrad eingestellt hat.

c) Nach Abpumpen des jeweiligen Gases bleibt der stationäre Zustand über mehrere 10 min unverändert erhalten. Erst nach etwa einer Stunde ist eine merkliche Änderung von I_a in Richtung des Anfangswertes meßbar.

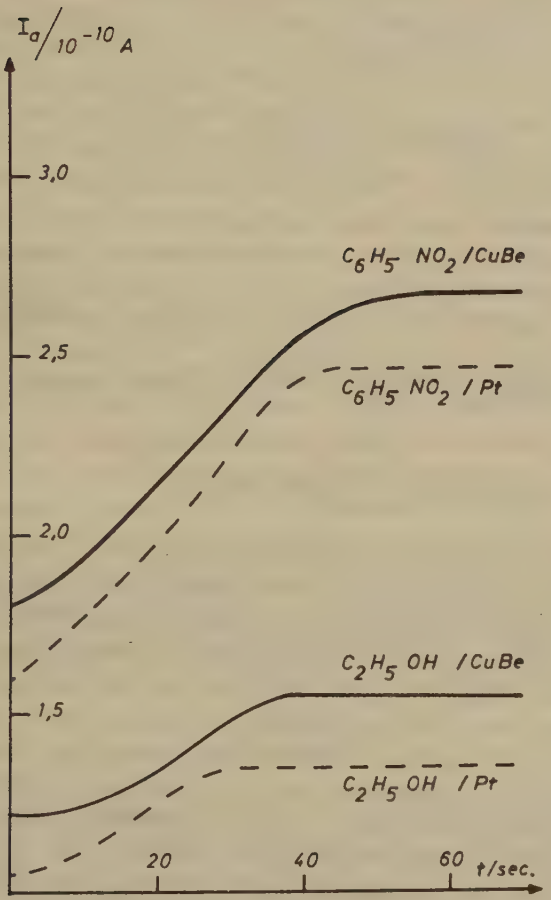


Fig. 13: Zeitlicher Verlauf der Adsorption

Der eigentliche Anfangswert stellt sich jedoch erst nach Ausheizen wieder ein. Aus den genannten Zeiten geht hervor, daß der Beschuß des Targets mit PE und die SE auf den Adsorptionszustand nur einen sehr geringen Einfluß haben.

Ähnliche Erfahrungen machten auch Kulov und Sherstnev [57] bei Messung der Ausbeute eines Kupfertargets in Anwesenheit von Restgasen (H_2, CH_4, H_2O, CO, CO_2) im Druckbereich zwischen 10^{-10} und 10^{-6} Torr. Merkliche Elektronenstoßdesorption tritt nur bei Drucken von 10^{-10} bis 10^{-9} Torr auf; bei 10^{-8} Torr ändert sich γ innerhalb einiger 10 Minuten, und ab 10^{-7} Torr ist so gut wie keine Wirkung mehr feststellbar. Eine weitere Bestätigung bilden die bei LEED-Experimenten gemessenen äußerst niedrigen Desorptionsquerschnitte. Menzel [58,59] gibt für Beschuß der Systeme Co/W, O_2/W, H_2/W mit langsamen Elektronen ($E_p \approx 100$ eV) Werte zwischen 10^{-22} cm^2 und 10^{-18} cm^2 an, entsprechend 10^{-8} bis 10^{-4} desorbierten Teilchen pro PE.

3.6) Aktivierung von CuBe-Targets

In den folgenden Abschnitten wird u.a. die SEE eines reinen und eines aktivierten CuBe-Targets behandelt. Die Einzeltargets sind im reinen Zustand mechanisch polierte und chemisch geätzte CuBe-Bleche (2 % Beryllium).

Die Frage, wie man durch Oxidation eine optimale Erhöhung von γ und gleichzeitig einen stabilen Wert erhält, ist in der Literatur unterschiedlich abgehandelt. Offensichtlich kommt es auf eine möglichst dünne und einheitliche BeO-Schicht an der Oberfläche an, deren Wirkungsweise bisher nur annähernd geklärt ist. Als erfolgreichstes Aktivierungsverfahren hat sich die Oxidation in Wasserdampf oder einem Gemisch aus H_2 und H_2O herausgestellt [60]. Auf diese Weise wird wegen des niedrigen O_2-Partialdruckes die Geschwindigkeit der Oxidationsreaktion selbst zur bestimmenden Größe. Denn die Diffusionsgeschwindigkeit der zur Oberfläche wandernden Be-Ionen, welche mit steigender Temperatur wächst, ist unter obigen Bedingungen groß gegen die Oxidationsgeschwindigkeit [61]. Die entstehenden Oxidschichten haben eine Dicke von mehreren 100 Å [62,63].

Die hier benutzten CuBe-Bleche wurden zunächst bei etwa 350° C und 10^{-6} Torr für 20 min. ausgeheizt und danach bei etwa 350° C in einer Wasserdampf-Atmosphäre von 0,1 Torr für 5 min. oxidiert. Die Ausbeute stieg auf diese Weise von $\gamma_m = 2,1$ auf $\gamma_m = 4,5$.

Alle übrigen Targets wurden lediglich vor dem Einbau mit Benzol und Azeton gereinigt sowie vor den Messungen ausgeheizt.

4) Auswertung der Impulshöhenverteilungen

Die aufgenommenen Häufigkeitsspektren bestehen aus einer Überlagerung von Peaks mit äquidistanten Maxima. Die Lage des jeweiligen Maximums gibt an, welcher Gruppe von n = 1,2 ... Elektronen die Linie zuzuordnen ist. Jeder einzelne Peak hat aus apparativen Gründen (s.o.) eine bestimmte Breite und repräsentiert daher die während der Messung entstandene Impulsverteilung $f_n(z)$ innerhalb der ihm zugeordneten Elektronengruppe n-ter Ordnung (z: Kanalnummer). Die Gesamtverteilung F(z) ergibt sich als Überlagerung der gewichteten Einzelverteilungen:

$$F(z) = \sum_{n} H(n) f_n(z) \qquad (26)$$

Die Gewichtsfaktoren H(n) sind die relativen Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der $f_n(z)$, deren Verteilung letztlich gesucht ist. Normiert man die H(n), so erhält man die bereits eingangs erwähnten Faktoren P(n) mit:

$$\sum_{n} P(n) = 1 \qquad (1)$$

Das zu lösenden Problem besteht darin, eine geeignete Methode zur Berechnung der P(n) zu finden.

4.1) Bestimmung der Faktoren H(n)

Die Gewichtsfaktoren H(n) sind der Zahl der in einer Verteilungskurve $f_n(z)$ enthaltenen Impulse, d.h., der Fläche unter der Kurve proportional. Die gemessene Gesamtverteilung F(z) stellt eine Überlagerung solcher Verteilungskurven dar; die einzelnen Kurven $f_n(z)$ sind jedoch nicht isoliert durch Messung zu erhalten. Lediglich die Verteilung $f_1(z)$ für Einzelelektronen kann für sich bestimmt werden.

Schackert [64] gibt nun ein exaktes Verfahren an, die - jeweils auf 1 normierten - Funktionen $f_n(z)$ aus der gemessenen Funktion $f_1(z)$ rechnerisch zu ermitteln. Er kommt auf eine Rekursionsformel der Form:

$$f_n(z) = \sum_{q=0}^{z} f_1(q)\, f_{n-1}(z-q) \qquad (27)$$

mit n = 2, 3, ... und
q, z als Abszissen der Verteilungen (Kanalzahlen).

Die mit Hilfe dieses Verfahrens auf einem Computer errechneten Verteilungen $f_n(z)$ nähern sich mit steigendem n immer stärker einer Gauß-Verteilung. Die auch aus Fig. 12 ersichtliche Abweichung von der (völlig symmetrischen) Gauß-Verteilung ist jedoch schon bei $f_1(z)$ so gering, daß man zur Auswertung sofort von dieser ausgehen kann. Schackert hat die Verteilung P(n) sowohl exakt nach (27) als auch unter Zugrundelegung von Gauß-Funktionen ermittelt und stellt Fehler in der Größenordnung von 1 - 2 % fest.

Daher sollen hier von vornherein die experimentell bestimmten Verteilungen durch Gauß-Verteilungen approximiert werden:

$$g(z) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(z-s)^2}{2s^2}\right) \qquad (28)$$

Dabei ist s^2 der Mittelwert, welcher - nur für die Gauß-statistik - mit der Streuung übereinstimmt. Dieser ergibt sich für die Verteilung n-ter Ordnung zu ns^2, also:

$$g_n(z) = \frac{1}{s\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(z-ns)^2}{2ns^2}\right) \qquad (29)$$

Gewichtet hat $g_n(z)$ die Form:

$$g_n(z) = h_n \exp\left(-\frac{(z-ns)^2}{2ns^2}\right) \qquad (30)$$

h_n ist die Maximalamplitude des n-ten Peaks. Die unter der Verteilung $g_n(z)$ liegende Fläche F(n) folgt nach einer Integration zu:

$$F(n) = h_n s\sqrt{2\pi n} \qquad (31)$$

H(n) ist proportional zu F(n), und somit:

$$H(n) = h_n\sqrt{n} \qquad (32)$$

Um die H(n) zu ermitteln, braucht man also nur noch die Maximalamplituden h_n der einzelnen Peaks abzulesen und mit $\sqrt{n}$ zu multiplizieren.

Wegen des begrenzten Auflösungsvermögens (s. 4.3) der Meßanordnung sind meist nur 4 - 5 Peaks genau festzulegen; weitere 3 - 4 könnten auf der Skala zwar noch erfaßt werden, sind aber nicht mehr sichtbar. Um sie dennoch zu berücksichtigen, wird wegen der Äquidistanz der Maxima ihre Lage durch äquidistantes Weiterzählen der Kanalnummern festgelegt.

4.2) Bestimmung der Faktoren P(n)

Die Werte P(n) lassen sich über die Normierungsbedingung (1) auf einfache Weise berechnen durch die Vorschrift:

$$P(n) = \frac{H(n)}{\sum_{n=0}^{\infty} H(n)} \qquad (33)$$

Diese Methode hat zur Voraussetzung, daß man alle H(n) kennt. Für hohe n ist das, wie die Messungen zeigen, bis auf einen sehr geringen Fehler erfüllt; die außerhalb des Meßbereichs liegenden Impulse sind ohne weiteres zu vernachlässigen. Unbedingt erforderlich ist hingegen die Kenntnis der Wahrscheinlichkeit H(0), welche nicht direkt meßbar ist. Sie läßt sich jedoch durch Extrapolation verhältnismäßig genau festlegen. Dazu bildet man jeweils die Quotienten [13]:

$$Q(n) = \frac{H(n-1)}{H(n)} \cdot n \qquad (34)$$

Die Kurve Q = Q(n) ist, wenn P = P(n) eine Poisson- oder Polya-Verteilung darstellt, eine Gerade und bei den tatsächlich vorkommenden Verteilungen eine flach und gleichmäßig verlaufende Kurve, welche die Q-Achse in Q(0) schneidet (Fig. 14). Aus ihr läßt sich H(0) recht genau extrapolieren.

4.3) Halbwertsbreite der Einzelpeaks und Auflösungsvermögen der Meßanordnung

Mit der Annahme einer Gauß-Verteilung für die $f_n(z)$ läßt sich das Auflösungsvermögen der Meßanordnung abschätzen [64].

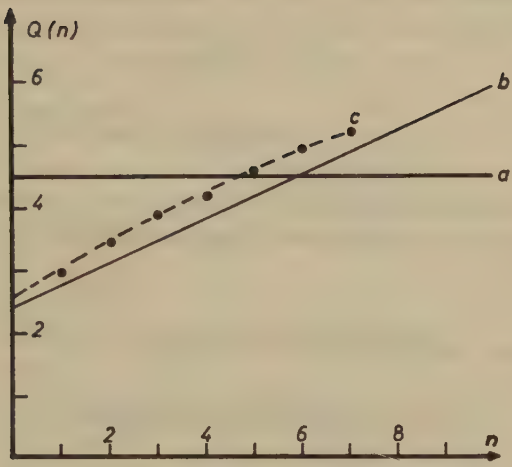


Fig. 14: Quotientenverteilungen:
a) Poisson-Verteilung ($\gamma = 4{,}5$)
b) Polya-Verteilung ($\gamma = 4{,}5$; $b = 0{,}2$)
c) gemessene Verteilung ($E_p = 600$ eV) an CuBe

Setzt man in Formel (30): $z - ns^2 = y_n$ und $h_n = 1$, so folgt:

$$g_n(y_n) = \exp\left(-\frac{y_n^2}{2ns^2}\right)$$

Die Halbwertsbreite dieser Verteilung läßt sich aus der Bedingung

$$g_n(y_{n1}) = g_n(y_{n2}) = 0{,}5 = \exp\left(-\frac{y_n^2}{2ns^2}\right)$$

bestimmen. Es folgt:

$$y_{n\,1/2} = \pm s\sqrt{2n \ln 2}$$

$$y_{n2} - y_{n1} = z_{n2} - z_{n1} = 2s\sqrt{2n \ln 2} \qquad (37a)$$

$$z_{n2} - z_{n1} = \Delta z_n = \Delta z_1 \sqrt{n} \qquad (37b)$$

Die relative Halbwertsbreite ist dann:

$$\Delta_r z_n = \frac{z_{n2} - z_{n1}}{z_n} = 2s\sqrt{\frac{\ln 2}{n}} \qquad (38a)$$

$$\Delta_r z_n = \frac{\Delta_r z_1}{\sqrt{n}} \qquad (38b)$$

Man erhält also für absolute und relative Halbwertsbreite folgende Abhängigkeit von n:

$$\Delta z_n \sim \sqrt{n} \quad , \quad \Delta_r z_n \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Zwei Peaks können dann gerade noch voneinander getrennt werden, wenn ihre Halbwertsbreite kleiner als ihr Abstand ist:

$$\Delta z_n \leq z_n - z_{n-1}$$

Als Grenzbedingung folgt für die Maximalzahl M der auflösbaren Peaks:

$$\Delta z_1 \sqrt{M} = z_n - z_{n-1}$$

$$M = \frac{(z_n - z_{n-1})^2}{\Delta z_1^2} \qquad (39)$$

Wie schon in 3.4 erwähnt, beträgt die Halbwertsbreite für Einzelelektronen $\Delta z_1 \approx 6$. Je zwei benachbarte Maxima der gemessenen Verteilungen haben einen Abstand von $z_n - z_{n-1} = 13$, daher:

$$M \approx \frac{169}{36} \approx 5$$

Es können also maximal fünf Peaks aufgelöst werden, was mit den experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmt.

5) Targets ohne Oberflächenbedeckung

5.1) Gemessene Impulshöhenverteilungen

Fig. 15-17 zeigen einige direkt am VKA abgelesene IHV von SE aus Pt, CuBe und Ge für verschiedene E_p. Der Durchmesser der Punkte gibt die Meßunsicherheit an. Man erkennt deutlich die Peaks für n = 1, 2, 3, 4 und schwach für n = 5. Darüberhinaus geht jegliche Struktur verloren. Die Verteilungen $f_n(z)$ sind innerhalb des Bereichs, in dem sie nicht von den Nachbarverteilungen überlagert sind, als symmetrische Gauß-Verteilung charakterisierbar, deren Halbwertsbreiten mit steigendem n zunehmen. Der höchste Peak liegt immer bei n = 1. Das Verhältnis der Höhen benachbarter Peaks wird mit zunehmender E_p kleiner, d.h. ihre Unterschiede werden geringer. Alle physikalisch signifikanten Aussagen lassen sich erst aus den Auswertungen dieser Meßergebnisse ableiten.

5.2) Die Verteilungen P(n)

Nach dem in 4.2 angegebenen Verfahren sind aus den IHV die Häufigkeitsverteilungen P(n) berechnet worden. In Fig. 18-20 sind einige Kurven P = P(n) bei verschiedenen E_p aufgetragen. Für alle drei untersuchten

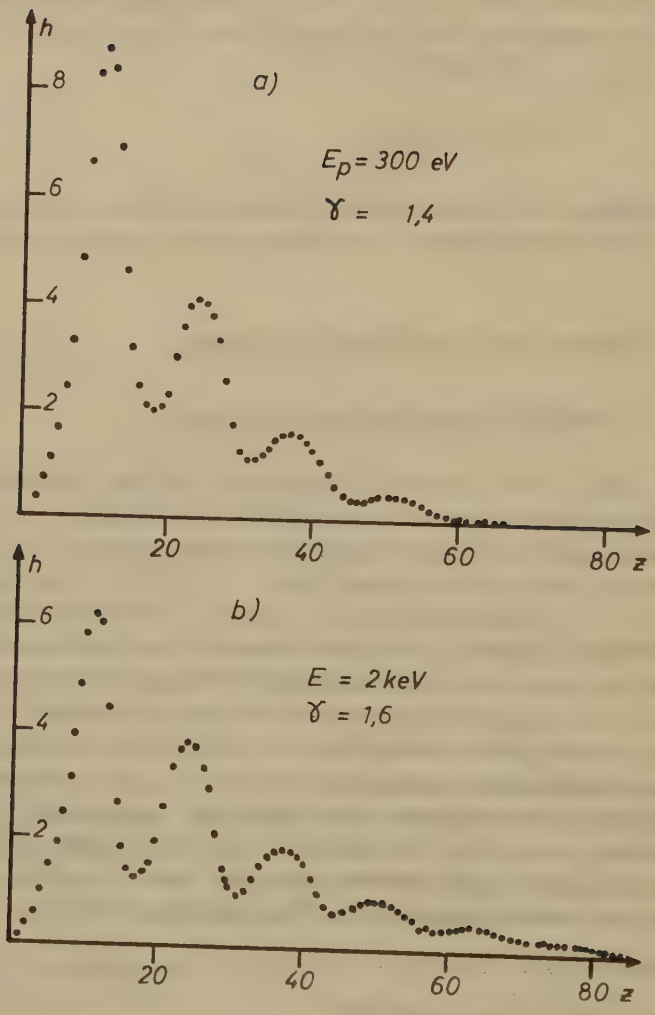


Fig. 15a,b: IHV von SE an Pt

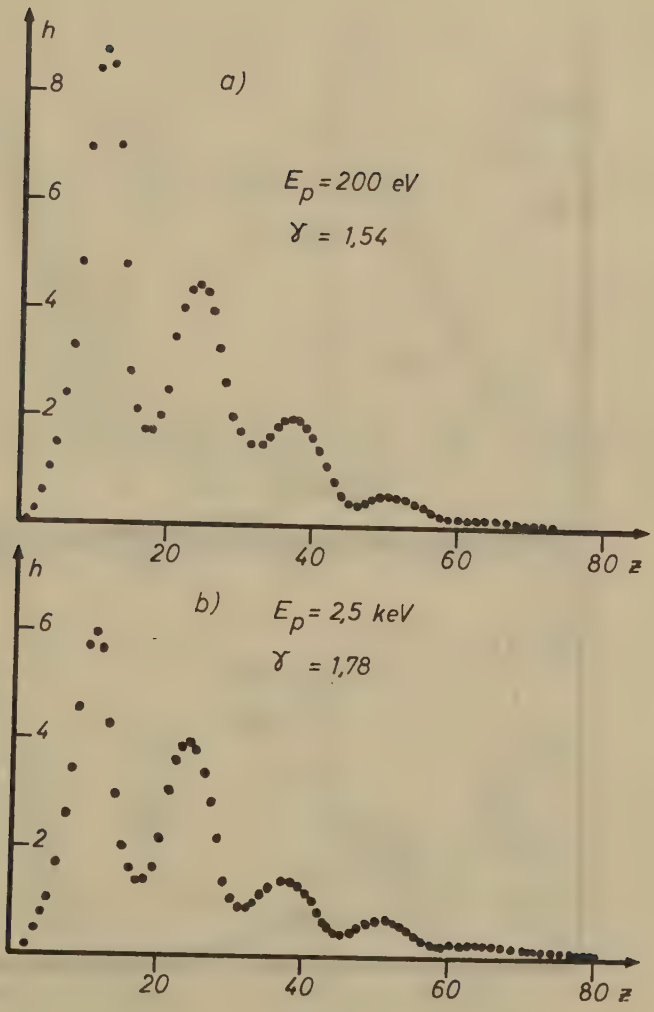


Fig. 16a,b: IHV von SE an CuBe

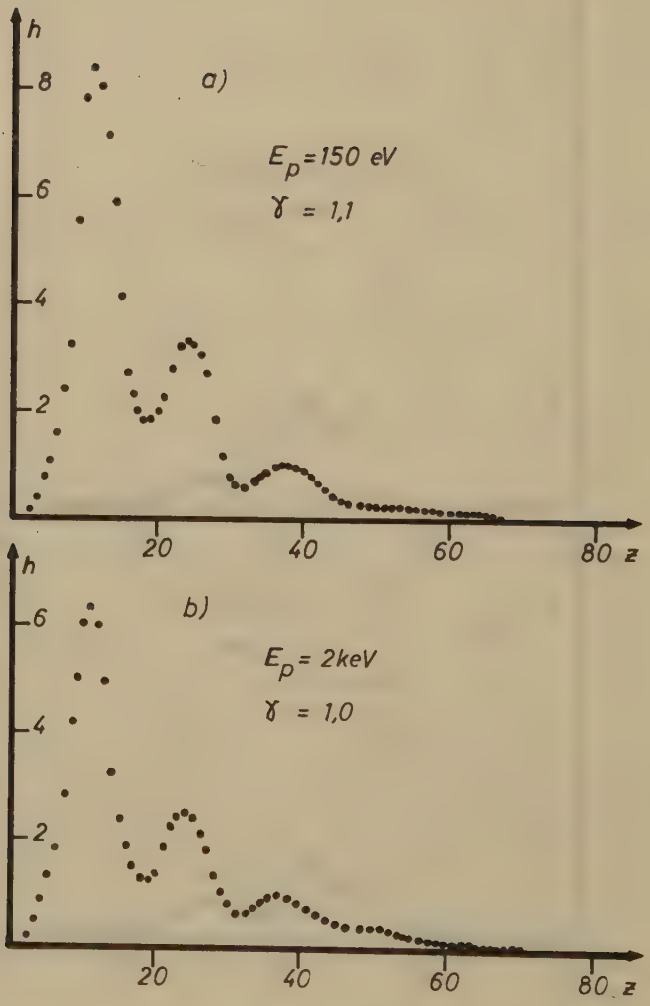


Fig. 17a,b: IHV von SE an Ge

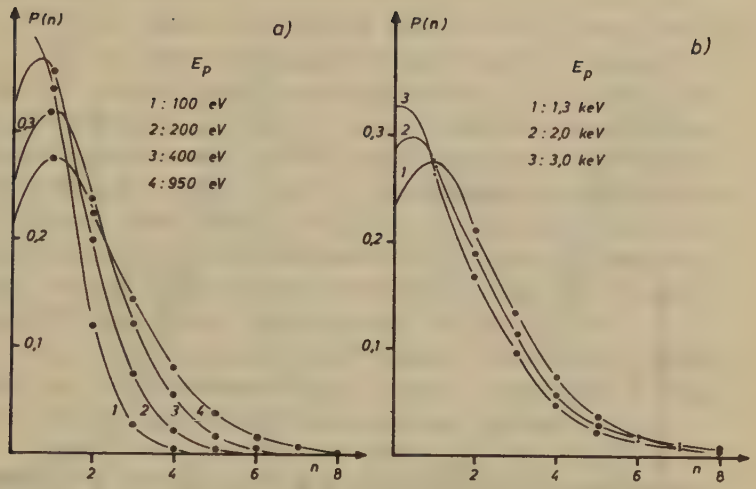


Fig. 18a,b: P(n) für Pt bei verschiedenen E_p

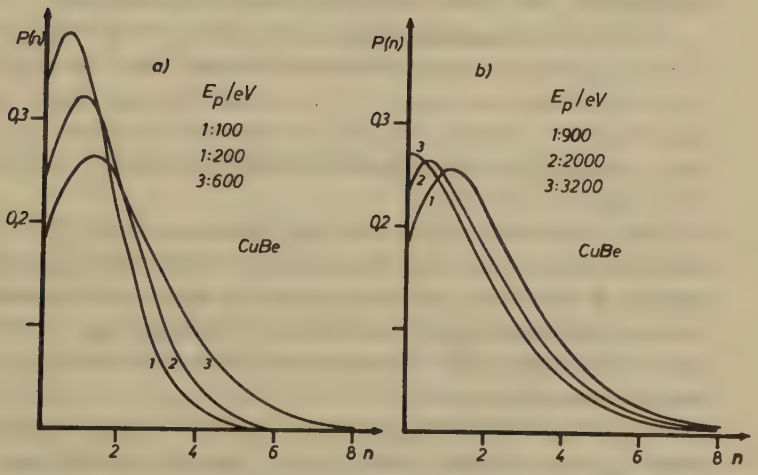


Fig. 19a,b: P(n) für CuBe bei verschiedenen E_p

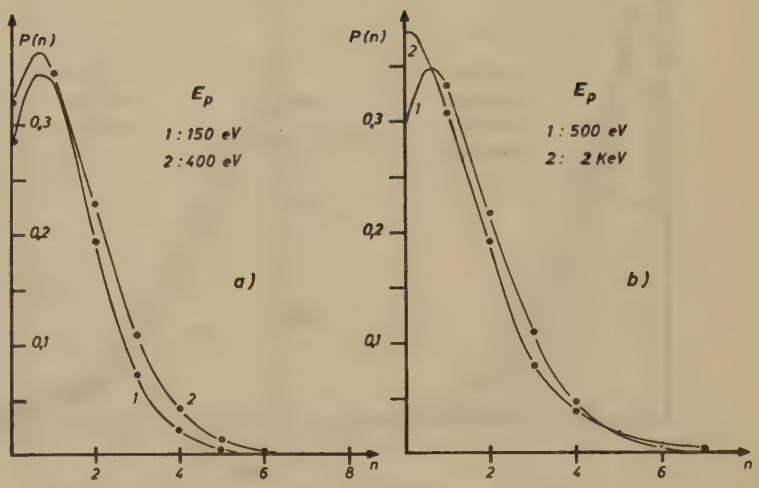


Fig. 20a,b: P(n) für Ge bei verschiedenen E_p

Substanzen läßt sich übereinstimmend feststellen:

a) In einem Energiebereich von $E_{p1} < E_p < E_{p2}$ haben die Verteilungskurven ein Maximum nahe der Stelle n = 1. Tatsächlich ist P(1) in diesen Fällen immer der höchste Wert, jedoch liegen die Maxima der durch die P(n) gelegten glatten Kurven häufig zwischen n = 0 und n = 1 bzw. n = 1 und n = 2.

b) Unterhalb $E_{p1} \approx 100$ eV und oberhalb E_{p2} (1-2 keV) befindet sich das Maximum der Verteilungen an der Stelle n = 0, d.h. die Kurven fallen mit wachsendem n monoton ab. Das liegt für kleine E_p daran, daß $\gamma < 1$ ist. In diesem Falle hat auch eine Poisson-Verteilung ihr Maximum bei n = 0.

c) Das Verteilungsmaximum wandert bis zu einem Wert E_{p0} nach rechts, für $E_p > E_{p0}$ wieder nach links. Es hat bei $E_p = E_{p0}$ seinen niedrigsten Wert. E_{p0} deckt

sich dabei ungefähr mit demjenigen Wert E_{po}, bei dem $\gamma = \gamma_m$ ist. Daher wurde keine andere Bezeichnung gewählt.

d) Die Breite der Verteilung nimmt in dem untersuchten Energiebereich mit steigender E_p zu. Erhöht man E_p um konstante Beträge ΔE_p und vergleicht jeweils zwei aufeinanderfolgende Verteilungen, so überschneiden sich diese einmal oder zweimal, je nachdem ob die betrachteten E_p kleiner oder größer sind als E_{po}. Der erste (und unterhalb von E_{po} einzige) Überschneidungspunkt wandert nach rechts: Verbreiterung der Verteilung. Der zweite wandert nach links: Vergrößerung von P(0).

e) Die durch die Ausbeutekurven gegebene Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors γ von E_p läßt sich an Hand der Verteilungen P(n) folgendermaßen beschreiben:

Für $E_p < E_{po}$ werden bei steigender E_p die P(n) breiter, d.h. das Gewicht der Gruppen mit hohen Elektronenzahlen n nimmt gegenüber denen mit niedrigem n zu. Gleichzeitig sinkt die Wahrscheinlichkeit P(0), kein SE auszulösen. Für $E_p > E_{po}$ werden die Verteilungen weiter verbreitert, jedoch rückläufig nehmen die Faktoren P(n) für niedrige n ab, und P(0) steigt. Diese Verhältnisse sind jeweils in den Teilen a($E_p < E_{po}$) und b($E_p > E_{po}$) der Fig. 18-20 gegenübergestellt.

5.3) P(n = const.) in Abhängigkeit von E_p

Trägt man die Werte P(n) für festes n als Funktion von E_p logarithmisch auf, so kommt man zu den Kurven in Fig. 21-23. Daran läßt sich nochmals besonders gut ablesen, wie die Ausbeutefunktion $\gamma(E_p)$ zustandekommt:

Die "Nullwahrscheinlichkeit" P(0) durchläuft ein Minimum bei E_{po} und erweist sich damit als der bestimmende Parameter. Alle übrigen Faktoren P(n) durchlaufen ein Maximum, das mit wachsendem n immer schwächer ausgeprägt ist und zu höheren E_p wandert (gemäß der Verbreiterung der Verteilungen P(n) mitwachsender E_p).

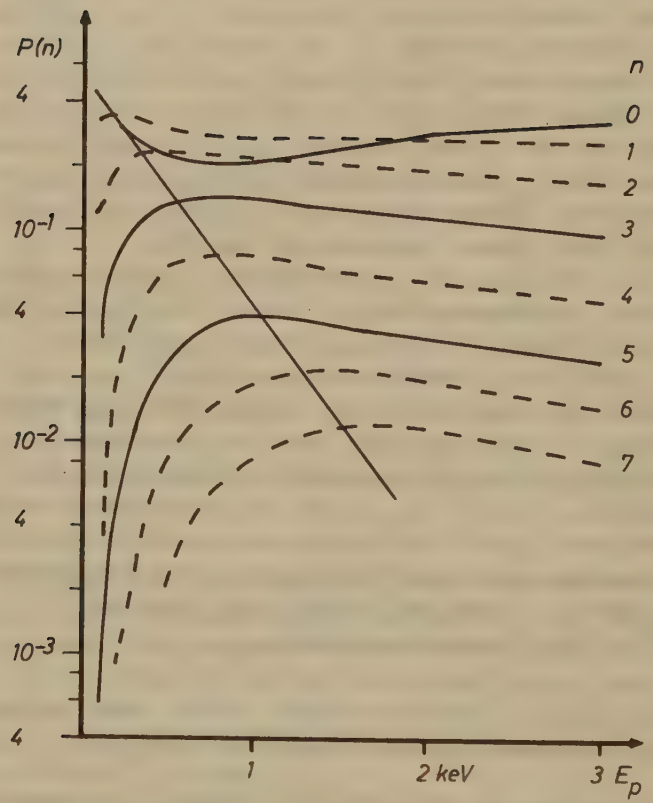


Fig. 21: P(n = const.) = $f(E_p)$ für Pt

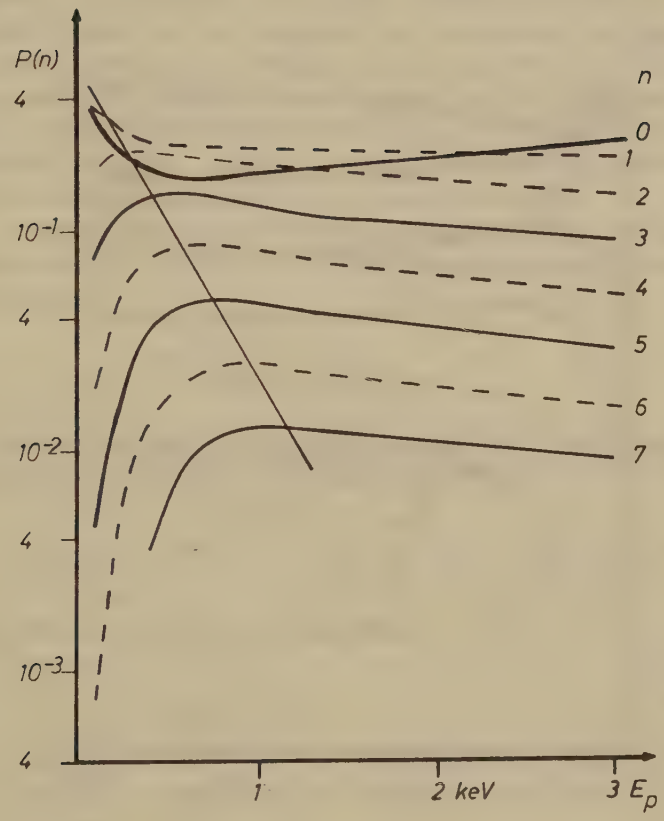


Fig. 22: P(n = const.) = $f(E_p)$ für CuBe

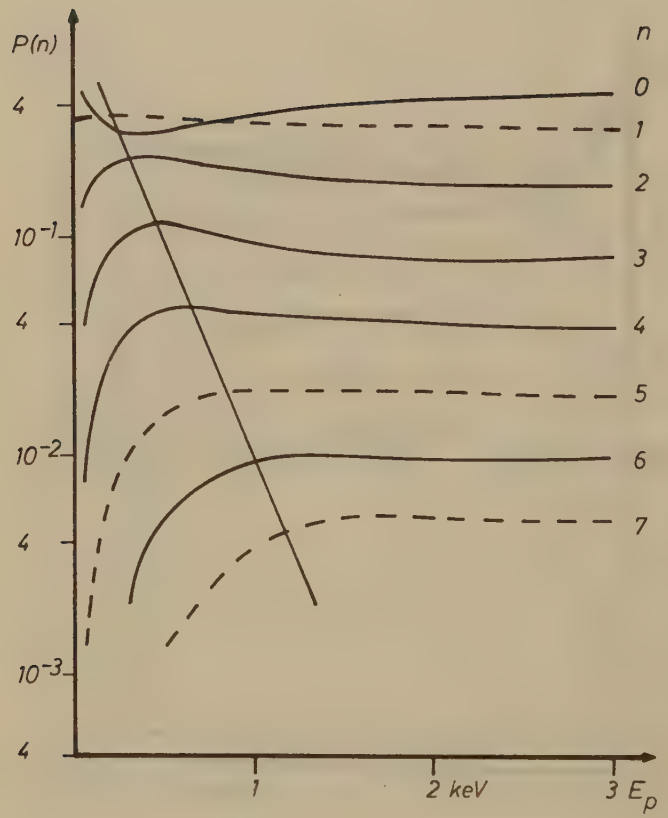


Fig. 23: P(n = const.) = f(E_p) für Ge

Die Kurve $P(0) = f(E_p)$ schneidet im Falle von Pt und CuBe die Kurven $P(1) = f(E_p)$ und $P(2) = f(E_p)$ und im Falle von Ge nur $P(1) = f(E_p)$ je zweimal. Ein weiterer Unterschied zwischen Pt und CuBe einerseits sowie Ge andererseits ist die Tatsache, daß die Kurven für die beiden erstgenannten Metalle auch zu höheren E_p hin deutlich abfallen, während dieser Abfall bei Ge sehr viel geringer ist, die $P(n)$ für $n > 2$ und $E_p > 1{,}5$ keV nahezu konstant bleiben. Außerdem liegen die einzelnen Kurven bei Ge weiter auseinander als bei Pt und CuBe.

Verbindet man die Maxima der einzelnen Kurven, so ergibt sich in allen Fällen näherungsweise eine Gerade der Form:

$$\ln P(n)_m = - a E_{pn}$$

Da die einzelnen Werte E_{pn}, bei denen die Maxima liegen, ungefähr äquidistant sind, kann man setzen

$$E_{pn} \approx E_{p1} + (n - 1) \Delta E_p \qquad , \Delta E_p = \text{const.}$$

Man erhält damit den Zusammenhang:

$$P(n)_m = \exp(-a E_{pn}) \tag{40}$$

$$P(n)_m = \exp(-a E_{p1}) \cdot \exp[-a(n - 1) \Delta E_p]$$

$$= A \exp[-(n - 1)a \Delta E_p] \tag{41}$$

Für das Verhältnis der Werte aufeinanderfolgender Maxima gilt die einfache Beziehung:

$$\frac{P(n+1)_m}{P(n)_m} = \exp\left(- a \cdot \Delta E_p\right) \tag{42}$$

Das bedeutet, die Werte der bezüglich der E_p äquidistanten Maxima $P(n)_m$ fallen nach einer Exponentialfunktion ab. Aus den Steigungen der Geraden durch die Maxima der Kurvenschar in Fig. 21-23 ergeben sich folgende Werte:

	Pt	CuBe	Ge
E_{p1}/eV	180	130	200
E_p/eV	220	170	160
a/keV^{-1}	2,5	1,95	4,5
a . E_p	0,55	0,33	0,72

(Tab. 3)

Dabei ist a ein Maß für die absolute Breite der einzelnen Verteilungen P(n): Je größer a (bei E_p = const.), desto schneller klingen die einzelnen Verteilungen auf 0 ab, bzw. desto weiter liegen die Kurven P(n = const.) = f(E_p) auseinander. Das sieht man deutlich aus den bisher besprochenen Verteilungen: Der Wert a für Ge ist etwa doppelt so groß wie für Pt und CuBe; dementsprechend schmaler sind die Verteilungen P(n) und dementsprechend weiter auseinander liegen die P(n = const.) = f(E_p).

ΔE_p ist ein Maß für die relative Breite zweier benachbarter Verteilungen bei linearem Fortschreiten in E_p: Je kleiner ΔE_p (bei a = const.), desto stärker unterscheiden sich je zwei benachbarte Verteilungen. Dieser Sachverhalt läßt sich an den gezeichneten Verteilungen nicht gut ablesen, weil sich alle erheblich in a, aber nicht so stark in ΔE_p unterscheiden. Insgesamt ist das Produkt a . ΔE_p ein Parameter, welcher die Höhe des Maximums sowie absolute und relative Breite der P(n) einer Substanz charakterisiert.

5.4) Die Quotientenverteilungen Q(n). Vergleich der P(n) mit Poisson- und Polya-Verteilungen

Ein Vergleich der gemessenen Verteilungen mit vorgegebenen mathematischen Modellen, hier Poisson- und Polya-Verteilung, ist auf zweierlei Weise möglich: direkt durch Übereinanderzeichnen der zu vergleichenden Verteilungskurven und indirekt über die Quotientenverteilungen

$$Q(n) = \frac{P(n+1)}{P(n)} \cdot (n+1) \qquad (34)$$

Letztere sind für die drei betrachteten Substanzen und Primärenergien 100 eV $\leq E_p \leq$ 900 eV in Fig. 24-26 zu sehen. Man erkennt übereinstimmend:

Für niedrige E_p ($E_p \leq 200$ eV) sind die Q(n) ungefähr Geraden parallel zur n-Achse. Das entspricht, wie in 4.2 erklärt, einer Poisson-Verteilung (s. Fig. 14). Mit wachsender E_p steigen die Q(n) zunächst nahezu linear mit n an und durchlaufen für Werte 300 eV $\leq E_p \leq$ 500 eV ein Maximum, das für $E_p >$ 500 eV außerhalb des Meßbereichs, d.h. bei $n \geq 8$ liegt. Für 600 eV$\leq E_p \leq$900 eV verlaufen die Q(n) zumindest bei Pt und CuBe etwa linear, was einer Polya-Verteilung entspricht (4.2; Fig. 14). Bei Ge sind die Abweichungen von einer Geraden bedeutend größer. Außerdem überschneiden sich die Kurven Q(n) in dem gewählten Energiebereich für Pt gar nicht, für CuBe wenig, für Ge stark. Für $E_p >$ 900 eV ergeben sich bei allen drei Substanzen Überschneidungen und Abweichungen vom linearen Verlauf. Der Übersichtlichkeit halber sind diese Kurven nicht eingezeichnet.

In Fig. 27-29 ist der Vergleich der P(n) mit Poisson-Kurven P'(n) wiedergegeben:

P(0) ist in jedem Falle größer als P'(0), die Differenz P(0) - P'(0) steigt mit wachsender E_p. Das Maximum der P(n) liegt jeweils bei niedrigeren n als das

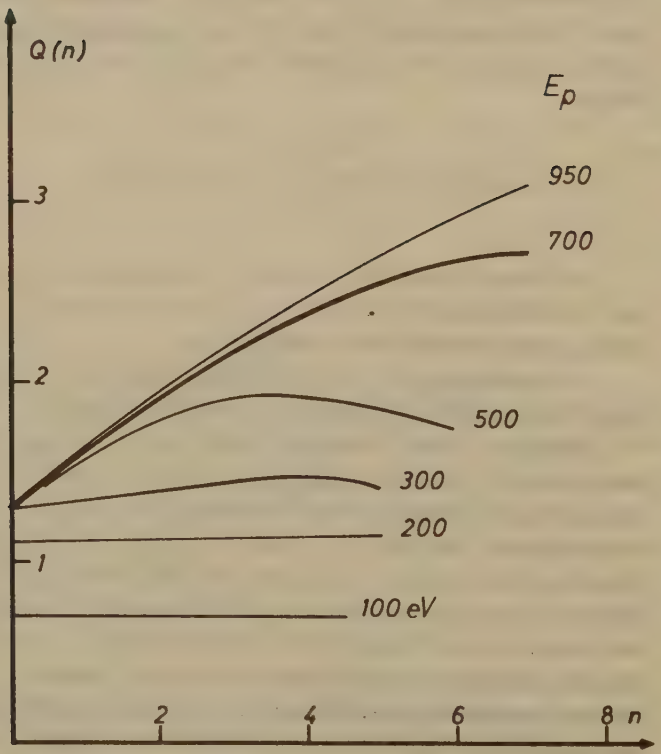


Fig. 24: Quotientenverteilungen für Pt bei verschiedenem E_p

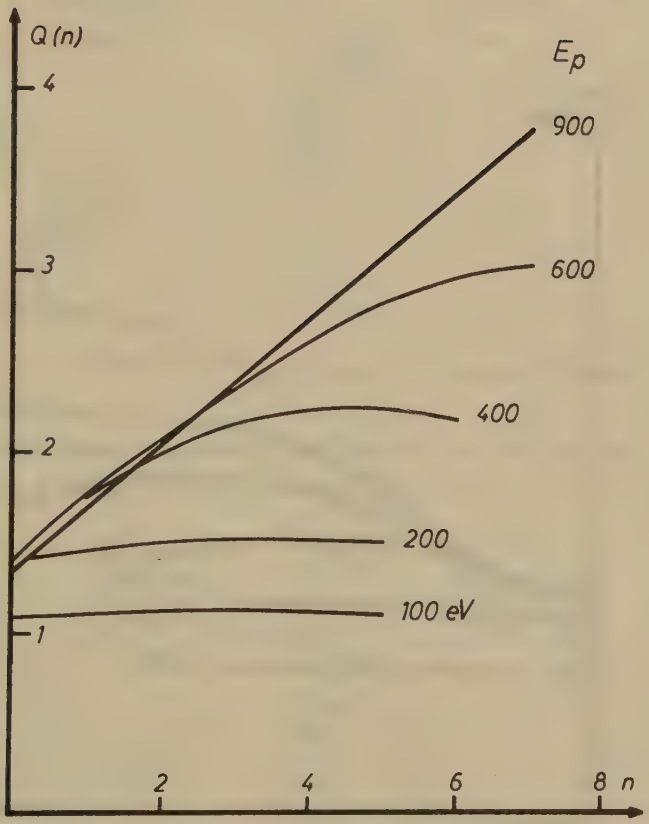


Fig. 25: Quotientenverteilungen für CuBe bei verschiedenem E_p

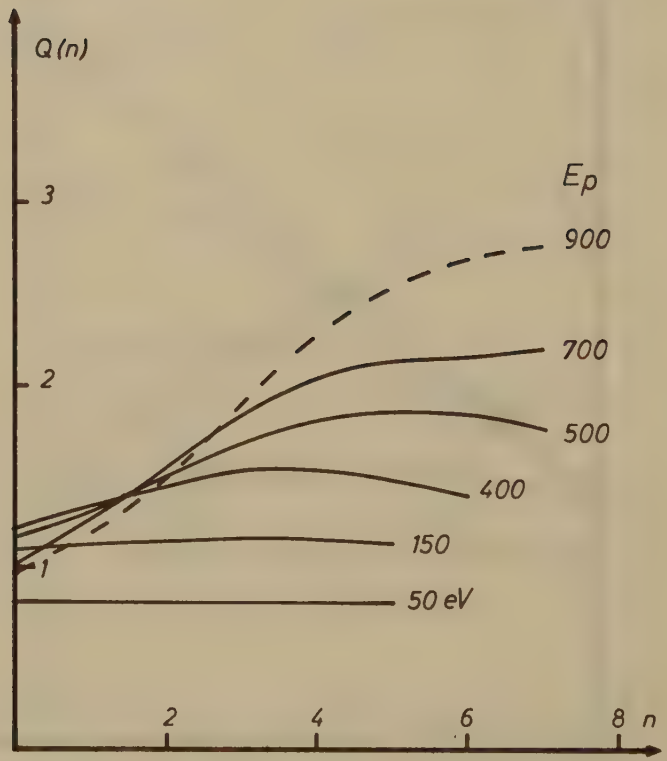


Fig. 26: Quotientenverteilungen für Ge bei verschiedenem E_p

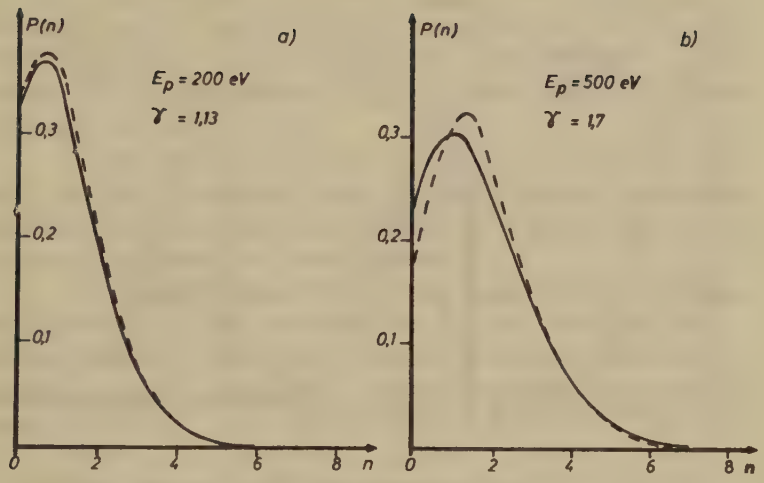


Fig. 27a,b: Gemessene Verteilungen P(n) —— und zugehörige Poisson-Verteilungen P'(n) --- bei Pt

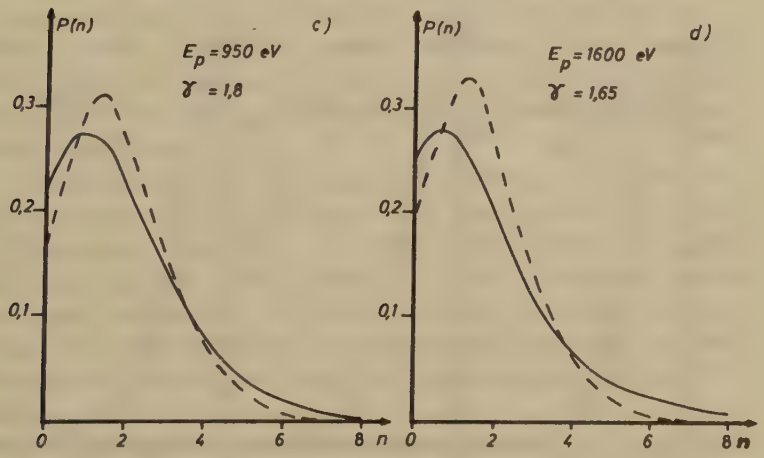


Fig. 27c,d: Gemessene Verteilungen P(n) —— und zugehörige Poisson-Verteilungen P'(n) --- bei Pt

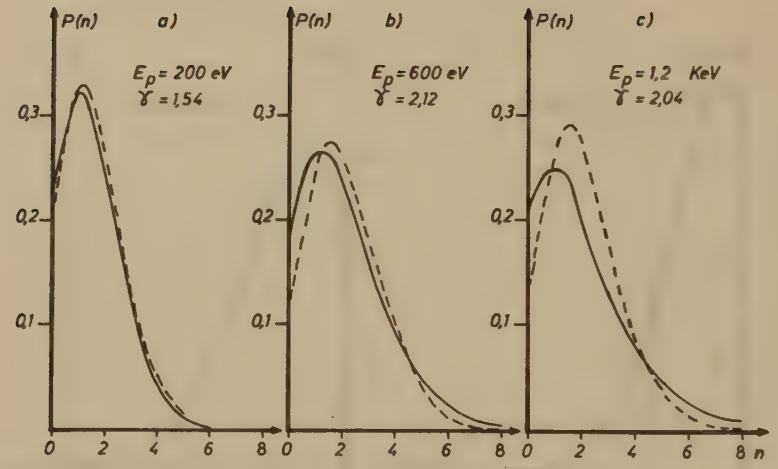


Fig. 28a-c: Gemessene Verteilungen P(n) —— und zugehörige Poisson-Verteilungen P'(n) --- bei CuBe

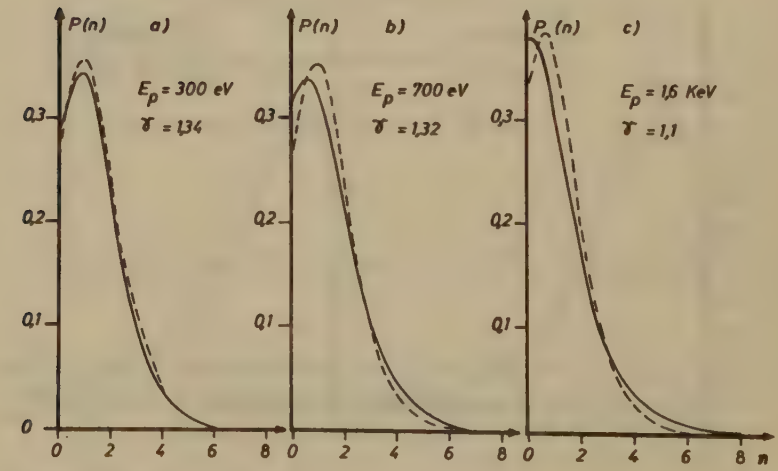


Fig. 29a-c: Gemessene Verteilungen P(n) —— und zugehörige Poisson-Verteilungen P'(n) --- bei Ge

das der entsprechenden Kurve P'(n) und hat gleichzeitig einen kleineren Wert. Außerdem sind die P(n) breiter als die P'(n), d.h. die P'(n) streben stärker gegen 0. Auch die beiden letztgenannten Unterschiede werden mit steigender E_p größer.

Vergleiche zwischen den P(n) und Polya-Verteilungen sind in den Fällen, wo nahezu Übereinstimmung herrscht, für eine zeichnerische Darstellung zu unübersichtlich und ergeben ansonsten ein ähnliches Bild.

Eine quantitative Aufstellung des bisher Gesagten enthält Tab. 4. Für verschiedene E_p ist nach (16) die Eindringtiefe R_p berechnet und auf senkrechten Einfall bezogen worden. Wegen eines mittleren Einfallswinkels φ von 45° ist:

$$R_p^{\perp} = R_p \cos 45^\circ$$

Die Werte für $E_p < 0{,}5$ keV sind wegen der beträchtlichen Unsicherheit in diesem Bereich in Klammern gesetzt worden. Für CuBe wurden die Werte von Cu genommen, was wegen des geringen prozentualen Anteils an Be keinen allzu großen Fehler erzeugen dürfte. Dasselbe gilt für das Sb-dotierte Ge.

Aus R_p ist $A_s = \frac{R_p^{\perp}}{L_s}$ errechnet worden. Diese Werte sind zusammen mit demjenigen Wert des Parameters b (auf 0,05 genau) aufgeführt, mit Hilfe dessen sich die gemessenen P(n) am besten durch eine Polya-Funktion approximieren lassen. b = 0 gehört zu einer Poisson-Funktion, und ein Strich bedeutet, daß keine Polya-Verteilung existiert, welche mit den P(n) befriedigend übereinstimmt.

Das Ergebnis dieser Aufstellung ist:

In allen Fällen sind die P(n) bis zu $A_s \approx 2{,}5$ Poisson-Verteilungen. Dabei sind die Übergänge deshalb etwas fließend, weil auch P(n; b = 0,05) noch einer Poisson-Funktion sehr nahe kommt. Für $3 \leq A_s \leq 9$ bilden die P(n) näherungsweise Polya-Verteilungen. Darüberhin-

E_p/keV	R_p/Å	A_s	b
Pt: L_s = 9 Å			
0,3	(9)	(1)	0
0,4	(13,5)	(1,5)	0
0,5	18	2	0
0,6	23,5	2,6	0,05
0,7	29	3,2	0,10
0,8	35	3,9	0,15
0,9	42	4,7	0,20
1,0	48	5,3	0,25
1,3	70	7,8	0,3
1,5	85	9,5	---
CuBe: $L_s \approx$ 10 Å			
0,3	(19)	(2)	0
0,4	(30)	(3)	0,1
0,6	51	5,1	0,2
0,8	75	7,5	0,3
0,9	90	9	0,35
1,2	127	12,7	---
Ge: $L_s \approx$ 19 Å			
0,3	(33,5)	(1,8)	0
0,4	(50)	(2,6)	0
0,6	90	4,7	0,1
0,8	133	7	0,2
0,9	156	8,2	0,25
1,0	181	9,5	---

Tab. 4: Parameter b der Polya-Verteilung in Abhängigkeit von E_p und R_p:

$$A_s = \frac{R_p^{\perp}}{L_s}$$

aus ist eine Beschreibung mit einer der beiden Funktionen nicht mehr möglich. Das heißt, bis auf geringe Unterschiede, die auch in der Berechnung der R_p begründet sein können, stimmen die Messungen auch für Elektronen als PT, und zwar sowohl für die beiden Metalle als auch für den Halbleiter als Target, mit dem von Greupner [7] angegebenen Schema überein, in dem die Größe A_s als der bestimmende Parameter angenommen wird. Der Vergleich zeigt einen nicht erheblichen quantitativen Unterschied:

	eigene Messungen:	Greupner:
Poisson:	$A_s \leq 2{,}5$	$A_s < 4$
Polya:	$2{,}5 < A_s \leq 9$	$2 \leq A_s \leq 7{,}5$

Der Faktor b ist dabei nicht nur ein Maß für Schwankungen im Emissionsverhalten des Targets, welche auf die ungleichmäßige Oberflächenstruktur zurückzuführen sind, sondern auch dafür, daß Schwankungen bei Auslösung und Transport der SE im Innern des Targets auftreten.

5.5) Folgerungen für den Auslöseprozeß

Aus den Meßergebnissen folgt zunächst einmal, daß unabhängig von der Art der PT und, soweit bekannt, auch von der Art des Targets für kleine Eindringtiefen R_p die austretenden SE einer Poisson-Verteilung genügen. Der entscheidende Parameter ist dabei die Größe $A_s = \frac{R_p}{L_s}$. Die Übereinstimmung der Meßergebnisse für den Halbleiter Ge und die beiden Metalle Pt, CuBe weist darauf hin, daß auch keine weiteren Parameter außer R_p und L_s zur Kennzeichnung der Verteilungen notwendig sind.

Damit ist jedoch noch nichts über die Verteilung der "inneren" SE gesagt, welche im Target ausgelöst werden, aber nicht auch austreten. Die innere Asubeute γ_i ist er-

heblich größer als die meßbare Ausbeute γ, und zwar auch schon bei niedrigen E_p bzw. R_p. Sternglass [37] gibt als mittlere zur Auslösung eines SE im Target erforderliche Energie E_o an: 25 eV $\leq E_o \leq$ 35 eV. Das heißt, einem Anteil von je 100 eV der E_p entsprächen maximal 3 - 4 innere SE. Der beträchtliche Unterschied zwischen γ und γ_i hat verschiedene Gründe:

a) Nicht die gesamte E_p dient zur Auslösung von SE; ein Teil erzeugt z.B. auch Röntgenstrahlen oder Phononen.
b) Ein erheblicher Teil der inneren SE diffundiert ins Targetinnere, also von der Oberfläche weg.
c) Ein weiterer Teil wird während der Diffusion zur Oberfläche unter Energieabgabe gestreut und schließlich absorbiert.

Faßt man alle diese Prozesse zusammen, so kann man eine mittlere Wahrscheinlichkeit α definieren dafür, daß ein einzelnes im Innern ausgelöstes SE zur Oberfläche gelangt und austritt. Dann ist $\gamma = \alpha \cdot \gamma_i$. α ist nach [16] abhängig von der mittleren Auslöseenergie E_o eines SE, der Energieverteilung der SE, der Entstehungstiefe x eines SE und der Dicke des Targets.

Sei nun $P_i(n)$ die (bisher unbekannte) Häufigkeitsverteilung der inneren SE bzw. die Wahrscheinlichkeit, daß n innere SE von einem einfallenden PE ausgelöst werden. Dann ist nach [16] zunächst die Wahrscheinlichkeit $P_n(m)$ dafür, daß m äußere SE das Target verlassen, falls n innere SE erzeugt werden:

$$P_n(m) = \binom{n}{m} \alpha^m (1-\alpha)^{n-m} \qquad (43)$$

Die so definierte Verteilung ist eine Binominal-Verteilung. Da m äußere SE nun aus einer Gruppe von m, m + 1, m + 2, ... inneren SE stammen können, ist die aus

der inneren Verteilung $P_i(n)$ hervorgehende äußere Verteilung P(m) [16]:

$$P(m) = P_i(m)\,\alpha^m + \sum_{n=m+1}^{n_{max}} P_i(n) \binom{n}{m} \alpha^m (1-\alpha)^{n-m} \qquad (44a)$$

n_{max} ist die Maximalzahl ausgelöster SE. Man kann, ohne etwas an der Formel zu ändern, natürlich auch für die obere Grenze $n = \infty$ einsetzen, da oberhalb n_{max} ohnehin alle $P_i(n) = 0$ sind. Außerdem läßt sich das erste Glied auch unter das Summenzeichen ziehen:

$$P(m) = \sum_{n=m}^{\infty} P_i(n) \frac{n!}{m!(n-m)!} \alpha^m (1-\alpha)^{n-m} \qquad (44b)$$

Um nun festzustellen, welche Form die innere Verteilung hat, wenn die äußere (gemessene) eine Poisson-Verteilung ist, sei zunächst $n - m = k$:

$$P(m) = \frac{\gamma^m e^{-\gamma}}{m!} = \sum_{k=0}^{\infty} P_i(k+m) \frac{(k+m)!}{m!\,k!} \alpha^m (1-\alpha)^k$$

Ferner ist $\gamma = \alpha \cdot \gamma_i$ und $e^{-\alpha\gamma_i} = e^{-\gamma_i}\, e^{(1-\alpha)\gamma_i}$

Wegen $e^{\gamma} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\gamma^k}{k!}$ folgt dann:

$$\frac{(\alpha\gamma_i)^m e^{-\gamma_i}}{m!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{[(1-\alpha)\gamma_i]^k}{k!} =$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} P_i(k+m) \frac{(k+m)!}{m!\,k!} \alpha^m (1-\alpha)^k$$

Durch Koeffizientenvergleich der beiden Summen erhält man:

$$\frac{(\alpha \gamma_i)^m}{m!} e^{-\gamma_i} \frac{[(1-\alpha)\gamma_i]^k}{k!} =$$

$$= P_i(k+m) \frac{(k+m)!}{k!\,m!} \alpha^m (1-\alpha)^k$$

$$\gamma_i^m \gamma_i^k e^{-\gamma_i} = P_i(k+m)(k+m)!$$

$$P_i(k+m) = \frac{\gamma_i^{k+m} e^{-\gamma_i}}{(k+m)!}$$

$$P_i(m) = \frac{\gamma_i^m e^{-\gamma_i}}{m!} \qquad (45)$$

Damit ist bewiesen, daß auch die inneren SE nach einer Poisson-Funktion verteilt sind, wenn das für die äußeren gilt. Es ist wahrscheinlich, daß diese Tatsache auch dann bestehen bleibt, wenn die äußere Verteilung von einer Poisson-Funktion abweicht, weil auf jeden Fall bei der Auslösung von inneren SE das Gesetz der großen Zahl erfüllt ist (s. 1.2). Formel (43) enthält neben dieser Voraussetzung noch die Bedingung, daß man eine konstante mittlere Austrittswahrscheinlichkeit annehmen darf und daß die Einzelereignisse (Austritt bzw. Absorption der SE) unabhängig voneinander sind. Letzteres ist zumindest für niedrige E_p von einigen 100 eV annähernd erfüllt. Die Bildung einer mittleren Austrittswahrscheinlichkeit α ist genauso gerechtfertigt wie die aller anderen makroskopischen Größen (wie z.B. γ, T), mit denen die Theorie der SEE rechnet.

Es wäre nun weiter interessant festzustellen, bis zu welcher wahrscheinlichsten Entstehungstiefe R_w der SE eine wesentliche Änderung der Verteilung nicht auftritt, d.h. wie groß der Wert $A'_s = \frac{R_s}{L_s}$ ist, der $A_s = 2{,}5$ entspricht.

Die wahrscheinlichste Entstehungstiefe R_w liegt dort, wo die Auslösefunktion $n(x,E_p)$ ein Maximum hat. In Formel (13) ist $n(x,E_p)$ angegeben in Abhängigkeit von der räumlichen Verteilung der von den PT bei inelastischen Stoßprozessen abgegebenen Energie.

Sternglass [37] hat eine Methode zur Berechnung von $\frac{dE_p}{dx}(x)$ vorgeschlagen, welche auf idealisierten Voraussetzungen beruht und zu der in Fig. 3a gestrichelt gezeichneten Kurve führt, die sich von der tatsächlichen beträchtlich unterscheidet, insbesondere durch die Form des Maximums. Der Wert $\bar{d}$ in Fig. 3a ist die Tiefe der Zone, in welcher der größte Teil der E_p abgegeben wird; bis $\bar{d}$ laufen nach [37] die PE von der Oberfläche aus ins Innere des Festkörpers und werden dabei immer stärker gestreut, bis ihre Richtungsverteilung bei $x = \bar{d}$ ungefähr isotrop ist. Das bedeutet, daß in diesem Gebiet die meisten SE gebildet werden, und erklärt, warum die abgebildete Kurve dort ihr Maximum hat. Es gilt also $R_w = \bar{d}$.

Die Funktion $\frac{d\bar{E}_p}{dx}(x)$ ist auch anderweitig berechnet sowie experimentell bestimmt worden und zeigt danach einen der ausgezogenen Kurve in Fig. 3a ähnlichen Verlauf [65-67]: Es liegt entweder ein Maximum vor, oder bis zu einer Tiefe $x < R_p$ ist $\frac{d\bar{E}_p}{dx}(x) \approx$ const., danach fällt sie schnell ab. Das heißt in jedem Falle, daß der Wert $\bar{d}$ unterhalb der mittleren Eindringtiefe der PE liegt. Man kann an Hand der vorhandenen Meßergebnisse setzen:

$$\bar{d} \approx 0{,}6\, R_p$$

Dann wird mit $A_{sa} = 2{,}5$:

$$L_s \leq \bar{d}_a \leq 2 L_s \quad , \quad \bar{d}_a \approx 0{,}6 R_{pa} \approx 1{,}5 L_s$$

Das bedeutet, die statistische Verteilung von SE ändert sich nur solange nicht, wie ihre wahrscheinlichste Entstehungstiefe den Wert der einfachen Diffusionslänge nicht wesentlich überschreitet. Ein SE erleidet unter dieser Voraussetzung im Mittel nicht mehr als zwei Stöße bei der Diffusion zur Oberfläche, so daß die Absorptionswahrscheinlichkeit für diejenigen SE, welche eine Geschwindigkeitskomponente zur Oberfläche hin besitzen, gering bleibt. Der Wert $\bar{d}_a \approx 1{,}5\ L_s$ ist die in 2.2 benannte effektive Austrittstiefe der SE. Bis zu $R_{pa} \approx 2{,}5\ L_s$ bzw. $\bar{d}_a \approx 1{,}5\ L_s$ ist der Auslöseprozeß der für die Verteilung P(n) von SE maßgebliche Vorgang. Darüberhinaus gewinnt der Transportprozeß immer stärker an Bedeutung.

5.6) Vergleich zwischen innerer und äußerer Verteilung von SE

Für kleine Eindringtiefen bis zu $R_p \approx 2{,}5\ L_s$ sind, wie bereits erwähnt, sowohl innere als auch äußere SE nach einer Poisson-Funktion verteilt, d.h. es gilt:

$$P_i(n) = \frac{\gamma_i^n\, e^{-\gamma_i}}{n!} \qquad P(n) = \frac{\gamma^n\, e^{-\gamma}}{n!}$$

Dann ist

$$\frac{P(n)}{P_i(n)} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_i}\right)^n e^{(\gamma_i - \gamma)}$$

und mit $\gamma_i - \gamma = \Delta\gamma_i$ sowie $\frac{\gamma}{\gamma_i} = \alpha$:

$$\frac{P(n)}{P_i(n)} = \alpha^n\, e^{\Delta\gamma_i} \qquad (46)$$

Das Verhältnis entsprechender Gewichtsfaktoren für Auslösung und Austritt der SE ist also abhängig von dem Unterschied der Ausbeutewerte γ_i und γ sowie von der Zahl n der in der jeweiligen Gruppe enthaltenen Elektronen. Für n = 0 ist:

$$\frac{P(0)}{P_i(0)} = e^{\Delta\gamma_i}$$

Mit wachsendem n fällt der Quotient (46) wegen $\alpha < 1$ exponentiell ab. Wie man durch Differentiation nach $\Delta\gamma_i$ leicht findet, ist er bei festem n am kleinsten für $\Delta\gamma_i = \gamma_i$ n bzw. $\gamma = n$, d.h. wenn die äußere Verteilung an der gewählten Stelle n gerade ihr Maximum hat.

Nach (46) ist

$$P(n) = P_i(n)\,\alpha^n\, e^{\Delta\gamma_i}$$

Setzt man $P(n) = (1 + a_n)P_i(n)$, so lassen sich die Werte a_n deuten als die zu den Gruppen von n SE gehörigen Zuwachs- ($a_n > 0$) bzw. Verlustraten ($a_n < 0$), bezogen auf die $P_i(n)$. Es ist:

$$a_n = \frac{P(n) - P_i(n)}{P_i(n)} \qquad (47)$$

Für zwei Poisson-Verteilungen gilt: $a_n = \alpha^n e^{\Delta\gamma_i} - 1$
Die a_n brauchen keineswegs alle das gleiche Vorzeichen zu haben.

Weiter ist:

$$\sum_0^\infty n\,P(n) = \sum_0^\infty n\,P_i(n) + \sum_0^\infty n\,a_n\,P_i(n) \qquad (48)$$

bzw.

$$\gamma = \gamma_i - \Delta\gamma_i$$

Der Betrag um den sich γ_i verkleinert, ist also:

$$\Delta \gamma_i = - \sum n a_n P_i(n) \qquad (49)$$

Die Bestimmung der Größen a_n läßt sich natürlich zum Vergleich zweier beliebiger Verteilungen heranziehen und ist nicht auf Poisson-Verteilungen beschränkt.

Besonders übersichtlich werden die Unterschiede zwischen den $P_i(n)$ und den $P(n)$, wenn man jeweils Quotienten aus den Gewichtsfaktoren aufeinanderfolgender Gruppen vergleicht:

$$\frac{P_i(n+1)}{P_i(n)} = \frac{\gamma_i}{n+1} \quad , \quad \frac{P(n+1)}{P(n)} = \frac{\gamma}{n+1}$$

$$\frac{P_i(n)}{P_i(n+1)} \gamma_i = \frac{P(n)}{P(n+1)} \gamma \qquad (50a)$$

Solche Quotienten stehen in dem konstanten Verhältnis der Ausbeutewerte, unabhängig von der Stelle n selbst. Da $\gamma = \alpha \gamma_i$ ist, muß gelten:

$$\frac{P_i(n)}{P_i(n+1)} = \frac{P(n)}{P(n+1)} \alpha \quad , \quad \frac{P(n+1)}{P_i(n+1)} = \frac{P(n)}{P_i(n)} \alpha \qquad (50b)$$

Aus beiden Ungleichungen folgt, daß die $P(n)$ langsamer steigen und schneller fallen als die $P_i(n)$. Bei der Diffusion durch das Target werden also die SE-Gruppen mit hohem n erheblich stärker verkleinert als die mit niedrigem n. Insbesondere ist weiterhin:

$$\frac{P_i(0)}{P_i(1)} = \frac{P(0)}{P(1)} \alpha$$

Das bedeutet, daß die Nullwahrscheinlichkeit bei der inneren Auslösung im Vergleich zu P(1) erheblich kleiner ist als nach dem Austritt. Sie vergrößert sich um den Betrag der absorbierten SE-Gruppen.

5.7) Folgerungen für den Transportprozeß

In Tab. 5 sind noch einmal die wichtigsten die Verteilungen P(n) betreffenden Größen für die drei untersuchten Substanzen zusammengestellt:

Was am stärksten auffällt, ist die Tatsache, daß die charakteristischen Parameter A_{sa} und A_{sb} gut übereinstimmen, nicht hingegen die A_{so}. D.h. die direkt mit der Statistik verknüpften Größen sind für alle drei Stoffe im Rahmen der Genauigkeit des Verfahrens gleich, die übrigen nicht. Das ist ein weiterer Hinweis auf die Bedeutung der Größe A_s speziell für die Statistik.

Ein weiterer Beleg für den universellen Charakter von A_s läßt sich auch aus der Theorie der SEE gewinnen:

Führt man statt des Abstandes x von der Oberfläche eines Targets den reduzierten Abstand $\chi = \frac{x}{R_p}$ ein, so ist sowohl die Gleichung

$$\mu_p(x) = \mu_p(0) \exp\left[-\left(\frac{x}{R_p}\right)^c\right], \qquad (14)$$

welche das Eindrigen von PE in ein Target beschreibt, als auch die Auslösefunktion

$$\mu(x, E_p) = K \cdot \frac{dE_p}{dx}(x) \qquad (13)$$

unabhängig von der Größe E_p. Definiert man weiter:

$$\eta(\chi) = \frac{\mu_p(\chi)}{\mu_p(0)},$$

so wird aus (14):

$$\eta(\chi) = \exp\left(-\chi^c\right) \qquad (14a)$$

	Pt	CuBe(Cu)	Ge
E_{po}/eV	800	600	350
R_{po}/Å	35	51	42
A_{so}	3,9	5,1	2,2
γ_m	1,79	2,12	1,35
L_s/Å	9	10	19
E_{pa}/eV	550	350	400
R_{pa}/Å	21	24	50
A_{sa}	2,3	2,4	2,6
E_{pb}/eV	1400	900	950
R_{pb}/Å	76	90	168
A_{sb}	8,5	9	8,8

Tab. 5: Charakteristische Größen der untersuchten Substanzen

E_{po}: Energie mit $\gamma = \gamma_m$

$E_p \approx E_{pa}$: Übergang zwischen Poisson- und Polya-Verteilung

$E_p > E_{pb}$: Verteilung breiter als Polya-Verteilung

R_p: Eindringtiefe bezogen auf senkrechten Einfall

$A_s = \frac{R_r^{\perp}}{L_s}$

Das Eindringen von PE ist damit unabhängig von E_p und der Höhe des PE-Stromes angegeben; einzig der Wert c charakterisiert das spezielle Target [68]. Die mittlere Energie eines PE an der Stelle χ bezogen auf E_p sei:

$$\varepsilon(\chi) = \frac{E(\chi)}{E_p}$$

Dann besitzt ein Elektronenstrahl bei χ noch den Bruchteil

$$\gamma(\chi) = \eta(\chi) \cdot \varepsilon(\chi) \qquad (51a)$$

seiner ursprünglichen Energie, und es gilt für die Auslösefunktion

$$\omega(\chi) = -\frac{d\gamma(\chi)}{d\chi} \qquad (51b)$$

Die Transportfunktion (19) wird durch die Transformation $\chi = \frac{x}{R_p}$ überführt in:

$$W(\chi) = D \exp\left(-\frac{R_p}{L_s}\chi\right) = D \exp\left(-A_s \chi\right) \qquad (19a)$$

Das bedeutet, daß der Transportprozeß von χ und damit sein Einfluß auf die Statistik nur noch von dem Parameter A_s abhängt. Denn die Konstante D hat nach Sternglass [8] für alle Stoffe ungefähr den Wert 0,6; durch sie ist vor allem die Richtungsverteilung der ausgelösten SE berücksichtigt. Der gesamte Vorgang der Auslösung und Diffusion von SE ist damit lediglich von den Parametern c und A_s bestimmt, welche die Eigenschaften eines speziellen Targets wiedergeben. Durch obige Betrachtung ist der bisher ohne weitere Begründung eingeführte Parameter A_s in einen Zusammenhang mit der Theorie der SEE gebracht.

Dem Wert $R_{pb} \approx 9\ L_s$, oberhalb dessen auch eine Polya-Verteilung die gemessenen P(n) nicht mehr ausreichend

approximiert, entspricht nach dem in 5.5 Gesagten eine wahrscheinliche Austrittstiefe:

$$\bar{d}_e \approx 0{,}6\, R_{pe} \approx 5\, L_s$$

Das ist aber gerade die von Seiler [46] angegebene maximale Austrittstiefe $\bar{R}_s$ der SE (s. 2.2). Bis $x \leq \bar{R}_s = 5\ L_s$ können im Innern eines Targets ausgelöste SE noch mit einer Wahrscheinlichkeit $W(x) > 0$ austreten, darüberhinaus ist $W(x) = 0$. Das bedeutet, bis $A_s = \frac{R_p}{L_s} \approx 9$ bzw. $A'_s = \frac{R_s}{L_s} \approx 5$ liegt die wahrscheinlichste Entstehungstiefe $\bar{d}$ der SE noch unterhalb ihrer maximalen Austrittstiefe: $\bar{d} < \bar{R}_s$. Für $A_s = 9$ gilt gerade $\bar{d} \approx \bar{R}_s$, und für $A_s > 9$ wird auch $\bar{d} > \bar{R}_s$. Trotz steigender E_p stammen die äußeren SE dann jeweils aus derselben sich nicht mehr verbreiternden Zone. Bis $A_s = 9$ ist die Richtungsverteilung der PE bei $x = \bar{d}$ ungefähr isotrop, darüberhinaus existiert auch am mittleren Entstehungsort der SE noch eine ins Targetinnere weisende Geschwindigkeitskomponente der PE.

Ebenso kontinuierlich wie $\bar{d}$ ändert sich für $A_s < 9$ auch der Charakter der Verteilungen P(n) der äußere SE, meßbar durch den Polya-Parameter b. Bei $A_s = 9$ bricht die Funktion $b(E_p)$ ab, da kein Wert b mehr zu finden ist, dem sich E_p zuordnen ließe. Es ist klar, daß dieser Umstand auch die Funktion P(n) beeinflußt, weil die Bedingungen, unter denen ein SE bzw. eine Gruppe von SE entsteht, sich in der oben geschilderten Weise ändern.

Greupner [7] hat bereits durch Vergleich ermittelt, daß die Verteilungen P(n) jenseits der Übergangsstelle Gamma-Verteilungen (9) sind. Daher ist hier ein solcher Vergleich nicht mehr angestellt worden.

5.8) Vergleich zwischen Verteilungen bei Änderung von E_p

In dem Bereich $2{,}5\ L_s \leq R_p \leq 9\ L_s$ sind die P(n) Polya-Verteilungen. Für den Quotienten aus den Gewichtsfaktoren P(n) und P(n + 1) folgt:

$$\frac{P(n+1)}{P(n)} = \frac{\gamma}{1+b\gamma} \cdot \frac{1+nb}{1+n} \qquad (52)$$

Multiplikationen mit n + 1 liefert die schon erwähnte Quotientenverteilung Q(n) und die in Fig. 14 gezeichnete Gerade.

Für zwei verschiedene solcher Polya-Funktionen gilt: mit der Vereinfachung $b_1 = b_2 = b$:

$$\frac{P_1(n)}{P_1(n+1)} \cdot \frac{\gamma_1}{1+b\gamma_1} = \frac{P_2(n)}{P_2(n+1)} \cdot \frac{\gamma_2}{1+b\gamma_2} \qquad (53)$$

Wie im Falle von Poisson-Verteilungen ist für $\gamma_1 > \gamma_2$:

$$\frac{P_1(n)}{P_1(n+1)} < \frac{P_2(n)}{P_2(n+1)}$$

Auch hier sieht man, daß die $P_2(n)$ langsamer steigen und schneller fallen als die $P_1(n)$. Jedoch ist das Maß des Unterschiedes um den Faktor

$$\kappa = \frac{1+b\gamma_2}{1+b\gamma_1}$$

kleiner als im Poisson-Falle. Mit b = 0 erhält man wieder die Poisson-Verteilung selbst. Alles, was über Poisson-Verteilungen gesagt wurde (5.6), gilt auch für Polya-Funktionen, jedoch unter Berücksichtigung des Stauchungsfaktors κ. Dieser fällt von $\kappa = 1$ bei b = 0 über $\frac{1+\gamma_2}{1+\gamma_1}$ bei b = 1 auf $\frac{\gamma_2}{\gamma_1}$ für $b \to \infty$ ab.

Am Beispiel von CuBe sei hier das in 5.6 angegebene Verfahren zum Vergleich der P(n) (in diesem Falle bei verschiedenen E_p) verwendet. Fig. 30 enthält in drei Beispie-

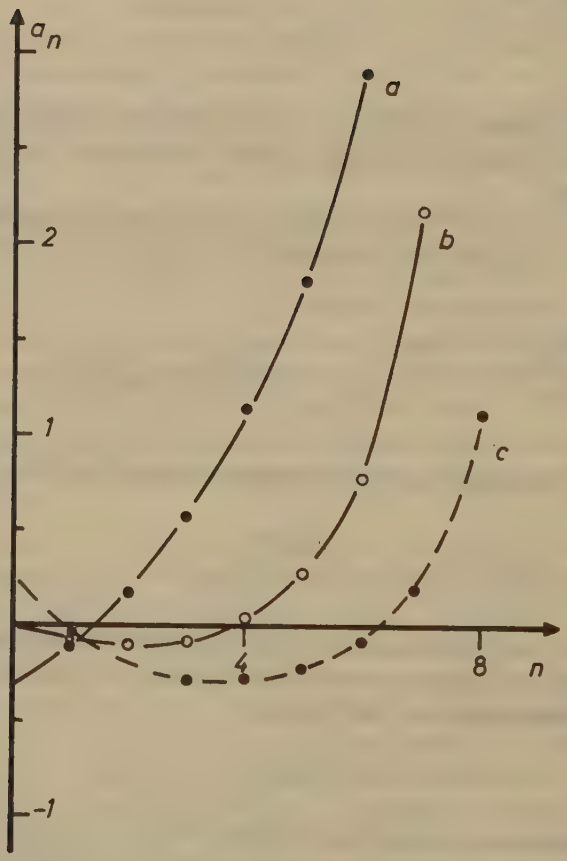


Fig. 30: Zuwachs- bzw. Verlustraten $a_n(n)$ für CuBe bei verschiedenem E_p

a : E_{p1} = 100 eV, E_{p2} = 200 eV, $\Delta\gamma$ = + 0,82

b : E_{p1} = 400 eV, E_{p2} = 900 eV, $\Delta\gamma$ = + 0,46

c : E_{p1} = 600 eV, E_{p2} = 2 keV, $\Delta\gamma$ = - 0,44

len die nach der Formel (47) ermittelten Koeffizienten a_n in Abhängigkeit von n. Diese bilden ein Maß für die Zuwachs- ($a_n > 0$) oder Verlustrate ($a_n < 0$) der Verteilung $P_2(n)$ im Vergleich zu $P_1(n)$. Dabei gehört $P_1(n)$ jeweils zu E_{p1} und $P_2(n)$ zu E_{p2}. Die E_{pi} sind immer so angeordnet, daß $E_{p1} < E_{p2}$ ist. Es treten drei verschiedene Fälle auf:

a) $E_{p1} < E_{po}$, $E_{p2} > E_{po}$; $\gamma_1 < \gamma_2$

a_o und a_1 sind negativ, d.h. P(0) und P(1) nehmen ab. Ab a_2 sind alle a_n positiv, d.h. die $P(n \geq 2)$ nehmen zu. Die Kurve $a_n(n)$ steigt monoton an, d.h. die Zuwachsraten wachsen mit n.

b) $E_{p1} < E_{po} < E_{p2}$; $\gamma_1 < \gamma_2$

Bis $n = 3$ bzw. $n = 4$ sind die $a_n < 0$, für $n > 3$ ist $a_n > 0$. Die Kurven $a_n(n)$ haben ein Minimum bei $n = 1$ oder $n = 2$ und steigen von dort an monoton.

c) $E_{p1} > E_{po}$, $E_{p2} > E_{po}$ oder $E_{p1} < E_{po} < E_{p2}$;

$\gamma_1 > \gamma_2$

a_o ist positiv, a_1 bis a_5 bzw. a_7 ist negativ; danach werden die Werte wieder positiv und steigen monoton an.

Das bedeutet übereinstimmend, daß je nach Lage der E_{pi} die ersten Gruppen verkleinert werden, von einem festen a_n ab jedoch die höheren Gruppen mit wachsender E_p ein immer größeres Gewicht gegenüber den niedrigen erhalten. Das Maß des Zuwachses hängt ab von der Energiefifferenz $E_{p2} - E_{p1}$, die Lage des Minimums der Kurven $a_n(n)$ von dem Energieintervall, in dem E_{p1} und E_{p2} liegen.

6.) Targets mit Oberflächenbedeckung

6.1 Änderung der Ausbeute durch Adsorption

Um den Einfluß von Adsorbaten auf die IHV von SE zu bestimmen, wurden einige organische Substanzen ausgewählt und nach dem in 3.1 beschriebenen Verfahren in den Rezipienten eingeleitet. Der Restgasdruck betrug jeweils $1 \cdot 10^{-8}$ bis $2 \cdot 10^{-8}$ Torr, der Partialdruck der Adsorbate während der Adsorptionszeit von einigen Minuten $2 \cdot 10^{-7}$ Torr.

Die Adsorptionsschicht bewirkt stets eine erhebliche Änderung von γ; es treten sowohl Erhöhungen als auch Erniedrigungen auf. In Fig. 31 ist an zwei Beispie-

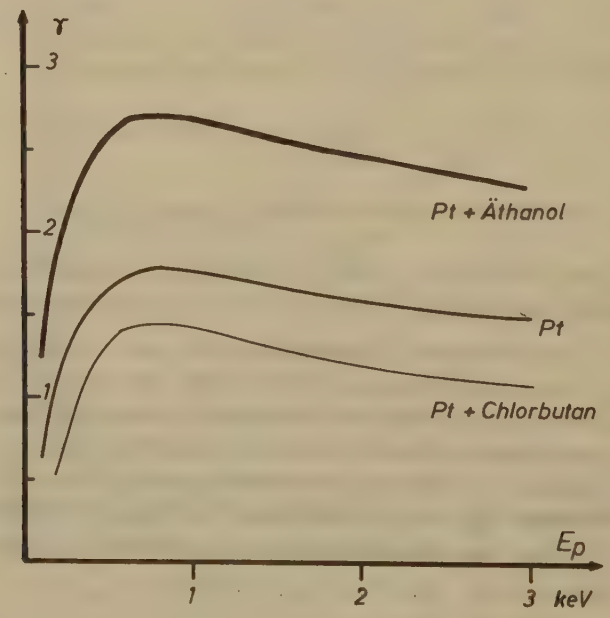


Fig. 31: Ausbeutefunktion von Pt mit und ohne Adsorptionsschicht

len für Pt der Verlauf der Ausbeutefunktion dargestellt: Für $E_p \gtrsim E_{po}$ ist $\Delta\gamma \approx$ const. Tab. 6 enthält die Werte $\Delta\gamma$ und $\Delta\gamma/\gamma_m$, welche bei Adsorption der aufgeführten Substanzen an Pt, CuBe und Ge gemessen wurden. Die Meßwerte für $\Delta\gamma$ liegen zwischen -11 % und +69 %. Man darf sicher nicht annehmen, daß vor dem Gaseinlaß reine Oberflächen vorlagen. Das ist jedoch nicht wesentlich, da hier nur ein Zusammenhang zwischen Häufigkeitsverteilungen P(n) und Austrittswahrscheinlichkeit T hergestellt werden soll und dafür die Kenntnis der relativen Änderung von T ausreicht.

Nach den Gleichungen (12) und (22) kann man davon ausgehen, daß die Änderung von γ im wesentlichen durch eine Änderung von T hervorgerufen wird, da die Adsorption einer Monoschicht eines Gases an der Targetoberfläche nach (22) und (23) nur T beeinflußt. Das heißt, es ist $\Delta\gamma = f(\Delta T)$.

	Ge: γ_m = 1,36		CuBe: γ_m = 2,12		Pt: γ_m = 1,79	
Substanz	$\Delta\gamma$	$\Delta\gamma/\gamma_m$	$\Delta\gamma$	$\Delta\gamma/\gamma_m$	$\Delta\gamma$	$\Delta\gamma/\gamma_m$
Pentan	+0,19	+14%	+0,58	+27%	+0,38	+31%
Äthanol	+0,42	+32%	+0,91	+43%	+0,97	+54%
Nitrobenzol	+0,76	+56%	+1,35	+64%	+1,24	+69%
Diäthylketon	+0,34	+25%	+0,70	+33%	+0,61	+34%
Butylamin	-0,15	-11%	+0,83	+39%	+0,88	+49%
Chlorbutan	-0,23	-17%	-0,55	-26%	-0,39	-22%
Äthylchlorid	-0,26	-19%	-0,64	-30%	-0,48	-27%

Tab. 6: $\Delta\gamma$ und $\frac{\Delta\gamma}{\gamma_m}$ bei Adsorption für $E_p = E_{po}$

Da nach der Ausbildung einer Monoschicht Φ_D = const. bleibt und Elektronenstoßdesorption vernachlässigt werden kann (s. 3.5) hängt ΔT noch von E_s, oder genauer von der Energieverteilung der inneren SE ab. Die relative Änderung von T ist nach dem eben Gesagten:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \gamma}{\gamma} \qquad (54a)$$

Bezeichnet man mit γ_o und T_o die Werte für die "reinen" Oberflächen, so ist weiterhin:

$$\frac{T}{T_o} = \frac{\gamma}{\gamma_o} \qquad (54b)$$

6.2) Die Verteilungen P(n) mit und ohne Adsorption

In Fig. 32 und 33 sind die Verteilungen P(n) an Pt bei Adsorption von Äthanol (Erhöhung von γ) und Chlorbutan (Erniedrigung von γ) für jeweils drei verschiedene E_p verglichen mit der entsprechenden Verteilung ohne Adsorption. Fig. 34 zeigt denselben Vergleich noch einmal bei CuBe und Ge für eine einzige E_p. Man sieht in allen Fällen unmittelbar:

a) Erhöhung von γ durch Adsorption führt zu einer wesentlichen Verbreiterung der Kurven P(n); das Maximum liegt bei höheren Werten von n und hat gleichzeitig einen niedrigeren Wert.

b) Erniedrigung von γ führt zu entgegengesetzten Ergebnissen.

c) P(0) wird bei Erhöhung von γ verkleinert, bei Erniedrigung vergrößert.

d) Dieser Trend bleibt in dem untersuchten Energiebereich jeweils erhalten, unabhängig von E_p.

Qualitativ liegt also das gleiche Ergebnis vor wie bei Erhöhung von γ durch Änderung von E_p. Quantitativ

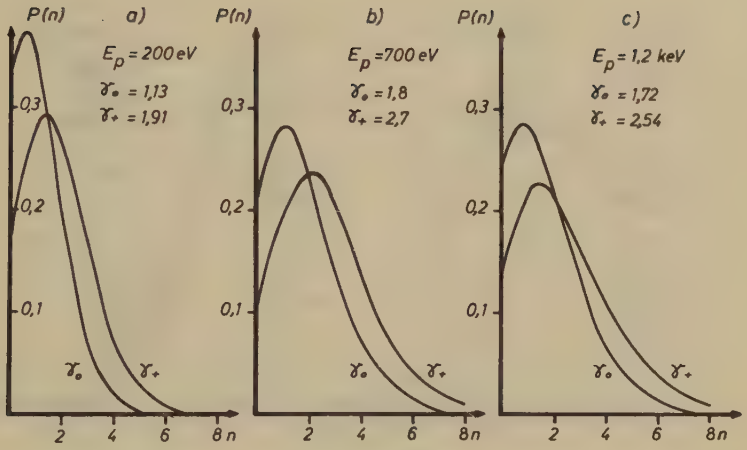


Fig. 32a-c: Vergleich zwischen Verteilungen an Pt mit und ohne Adsorptionsschicht (Äthanol)

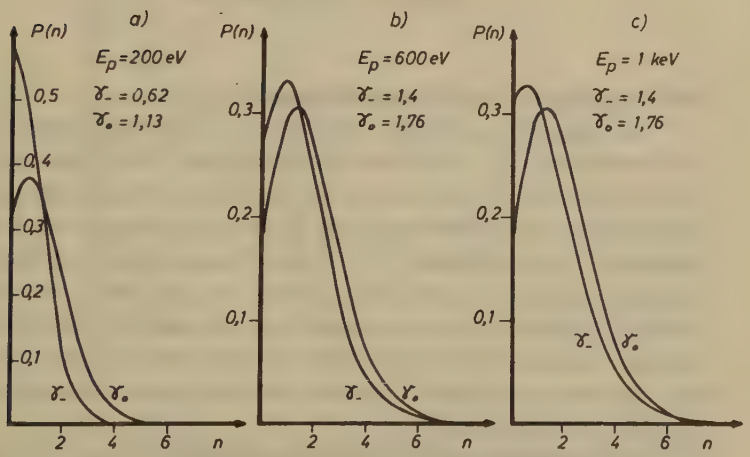


Fig. 33a-c: Vergleich zwischen Verteilungen an Pt mit und ohne Adsorptionsschicht (Chlorbutan)

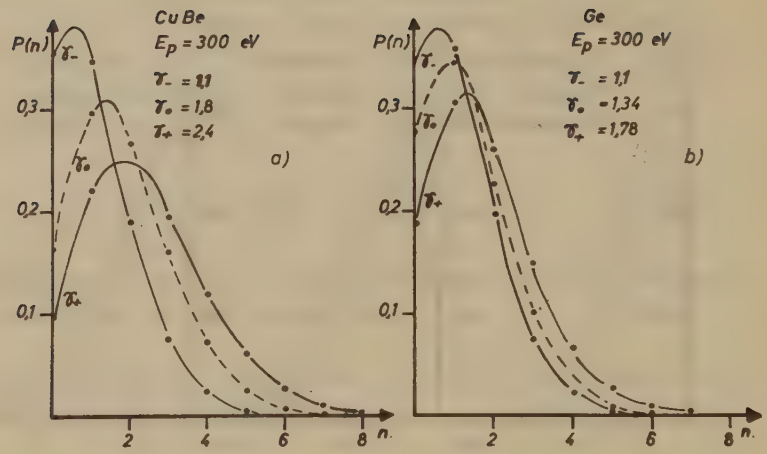


Fig. 34a,b: P(n) bei CuBe und Ge mit und ohne Adsorption

γ_- : durch Adsorption erhöhte Ausbeute

γ_+ : durch Adsorption erniedrigte Ausbeute

γ_o : Ausbeute ohne Adsorption

bestehen jedoch merkliche Unterschiede:

In Fig. 35 sind die Zuwachs- bzw. Verlustraten a_n als Funktion von n für CuBe aufgetragen, die sich aus Formel (47) ergeben, wenn γ durch Adsorption erhöht oder erniedrigt wird. Im Vergleich zu Fig. 32 ändert sich die Steigung der Kurve mit $\Delta\gamma > 0$ hier schneller. Die Kurve mit $\Delta\gamma < 0$ fällt sogar im Gegensatz zu allen in Fig. 30 gezeichneten für $n \leq 6$ monoton ab. Das heißt aber, daß im vorliegenden Falle die Größe γ mit der Verteilung P(n) direkt verknüpft ist, wie es auch schon die Gleichungen (54) ausdrücken.

Eine weitere wichtige Aussage enthält Tab. 7a, in der ähnlich wie in Tab. 5 die Parameter A_{sa} und A_{sb} für die drei Targets Pt, CuBe, Ge bei Adsorption der verwendeten organischen Substanzen aufgeführt sind. Diese

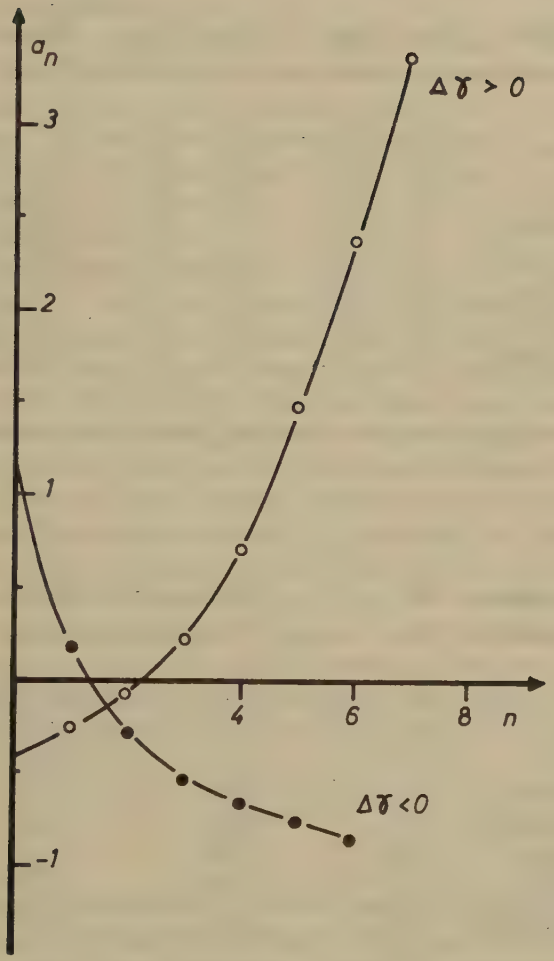


Fig. 35: Zuwachs- bzw. Verlustrate $a_n(n)$ bei Adsorption von Äthanol ($\Delta\gamma$ = +0,6) und Chlorbutan ($\Delta\gamma$ = -0,7) an CuBe

	Pt: γ_o = 1,73		CuBe: γ_o = 1,89		Ge: γ_o = 1,36	
Adsorbat	A_{sa}	A_{sb}	A_{sa}	A_{sb}	A_{sa}	A_{sb}
"rein"	2,3	8,5	2,4	9,0	2,6	8,8
Pentan	2,9	8,5	3,0	9,0	3,1	8,8
Äthanol	3,6	8,9	3,9	9,7	3,6	9,5
Nitrobenzol	4,2	9,5	3,8	9,7	3,6	9,5
Diäthylketon	3,3	8,9	3,5	9,0	3,1	9,5
Butylamin	3,3	8,9	3,5	9,7	2,2	8,8
Chlorbutan	1,8	7,8	1,9	8,3	2,2	8,2
Äthylchlorid	1,8	7,8	1,5	8,3	2,2	8,2

Tab. 7a: Kritische Parameter A_{sa} und A_{sb} bei Adsorption

Adsorbat	Pt	CuBe	Ge
"rein"	2,3	2,4	2,6
Pentan	2,4	2,3	2,7
Äthanol	2,3	2,6	2,8
Nitrobenzol	2,5	2,3	2,3
Diäthylketon	2,4	2,5	2,5
Butylamin	2,2	2,4	2,5
Chlorbutan	2,3	2,6	2,7
Äthylchlorid	2,5	2,3	2,7

Tab. 7b: Reduzierter Parameter $A_T = A_{sa} \cdot \frac{T_o}{T}$

unterscheiden sich beide von dem entsprechenden Wert ohne Adsorption, und zwar steigen sie mit Erhöhung von γ an und umgekehrt.

Der Wert A_{sb} ändert sich um höchstens 10 % und nicht immer proportional zu γ. Das ist leicht verständlich, wenn man bedenkt, daß in diesem Bereich von $E_p \approx 1$ keV Auslöse- und Transportprozeß gegenüber dem Austrittsprozeß erheblich stärker ins Gewicht fallen als bei A_{sa} mit $E_p \approx 400$ eV. Daher soll A_{sb} auch nicht genauer untersucht werden.

Eindeutig feststellbar ist hingegen der Gang von A_{sa} mit γ bzw. T: Die Werte stehen bis auf leichte Streuungen in einem linearen Zusammenhang. Das bedeutet aber, daß bei Berücksichtigung des Oberflächenzustandes eines Targets nicht mehr die Größe $A_s = \frac{R_f^{\pm}}{L_s}$ allein maßgebend für die Art der Verteilung P(n) ist, sondern daß noch eine zusätzliche Abhängigkeit von der Austrittswahrscheinlichkeit T auftritt. Das wird besonders deutlich an Hand von Tab. 7b. Dort sind die Werte A_{sa} aus Tab. 7a jeweils mit dem Faktor $\frac{\bar{T}_o}{\bar{T}} = \frac{\delta_o}{\delta}$ multipliziert aufgeführt. Die so reduzierten Werte stimmen mit der bei dem Verfahren zu erwartenden Genauigkeit ($\pm$ 0,2 = $\pm$ 10 %) wieder mit dem ursprünglichen Wert A_{sa} ohne Adsorption überein. Das bedeutet, daß der universelle Parameter, welcher P(n) bestimmt, erweitert werden muß zu

$$A_T = \frac{R_f^{\pm}}{L_s \cdot \bar{T}} \qquad (55)$$

Das gilt zumindest für den Übergang zwischen Poisson- und Polya-Verteilung. T läßt sich zwar nicht ohne weiteres absolut messen, jedoch ist wie bei Aufstellung von Tab. 5b auf jeden Fall die Reduzierung auf einen Ausgangszustand (mit $T = T_o$ bzw. $\gamma = \gamma_o$) möglich.

6.3) Folgerungen für den Austrittsprozeß

Die in [8,37] angegebene Formel für die Austrittswahrscheinlichkeit

$$T = 1 - \left(\frac{\Phi_D}{\Phi_D + E_s}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (22)$$

ist inzwischen auch experimentell bestätigt worden [69]. Sie kann als gute Näherung für die physikalische Beschreibung des Austritts von SE aus einem Target angesehen werden. Sternglass rechnet mit Werten von 0,1 bis 0,5 V für Φ_D sowie 6 - 8 eV für E_s und kommt damit zu einer Austrittswahrscheinlichkeit T zwischen 0,8 und 0,9. Ewing [69] nimmt Werte von $\Phi_D \approx 1$ V und $E_s \approx 10$ eV an, was auf T = 0,7 führt. Es sind auch noch niedrigere Werte möglich, wenn Unregelmäßigkeiten und Verunreinigungen von Oberflächen in Betracht gezogen werden. Die Grenzfälle sind:

$$T = 0 \text{ für } E_s \ll \Phi_D$$

$$T = 1 \text{ für } E_s \gg \Phi_D$$

Die durch Adsorption hervorgerufene Änderung von γ soll hier nicht genauer erörtert werden, da nur ihr Zusammenhang mit der Verteilung P(n) interessiert. Sie ist im wesentlichen auf eine Änderung von T durch Änderung von Φ_D zurückzuführen. Definiert man durch R = 1 - T den inneren Reflexionskoeffizienten an der Targetoberfläche, also diejenige Wahrscheinlichkeit, mit der ein SE die Oberfläche nicht zu durchdringen vermag, so ist

$$R = \left(\frac{\Phi_D}{\Phi_D + E_s}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (56a)$$

$$R + \Delta R = \left(\frac{\Phi_D + \Delta\Phi_D}{E_s + \Phi_D + \Delta\Phi_D} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (56b)$$

$$\frac{R + \Delta R}{R} = \left(\frac{1 + \frac{\Delta\Phi_D}{\Phi_D}}{1 + \frac{\Delta\Phi_D}{E_s + \Phi_D}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Da im Mittel E_s etwa das Zehnfache von Φ_D beträgt, kann bei kleinen Änderungen von Φ_D der Nenner näherungsweise gleich 1 gesetzt werden, und es folgt:

$$1 + \frac{\Delta R}{R} \approx \left(1 + \frac{\Delta\Phi_D}{\Phi_D} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta\Phi_D}{\Phi_D} \qquad (57)$$

Die Änderung der Reflexionswahrscheinlichkeit ist in erster Näherung proportional der Änderung des Oberflächenpotentials. Ein geringer Einfluß des Adsorbats auf die Auslösung von SE ist natürlich ebenfalls nicht auszuschließen.

Die in 6.2 beschriebene Änderung der Verteilungen P(n) mit T bzw. γ läßt einen Schluß auf die Energieverteilung der inneren SE vor dem Austritt zu:

Hätten alle SE bei x = 0, bevor sie die Potentialschwelle Φ_D durchdringen, die gleiche Energie E_s, so müßte auch ihre Austrittswahrscheinlichkeit gleich sein, unabhängig davon, ob sie aus einer Gruppe mit n_1 oder $n_2 \neq n_1$ Elektronen stammen. Entsprechend müßten sich bei

Änderung von T bzw. γ alle Gewichtsfaktoren P(n) um den gleichen Betrag ändern, d.h. die Verlustraten a_n müßten konstant und unabhängig von n sein. Dem widersprechen jedoch die in Fig. 37 dargestellten Ergebnisse, nach denen die Beträge der a_n mit steigendem n erheblich anwachsen.

Daraus folgt, daß ein von einem PE einzeln ausgelöstes SE im Mittel eine erheblich höhere Energie besitzt als ein Elektron aus einer Gruppe von $n > 1$ SE pro PE. Diese Tatsache ist auch durchaus zu erwarten, da sich ja bei Auslösung eines einzigen SE die gesamte E_p des PE, sofern sie nicht vom Target absorbiert wird, auf das SE überträgt, andernfalls auf n SE verteilt.

Im Zusammenhang mit den gemessenen Häufigkeitsverteilungen P(n) ist noch folgendes zu sagen:

Die in 5.5 definierte mittlere Wahrscheinlichkeit α für den Austritt eines in der Tiefe x ausgelösten SE ist nach den bis hierher angestellten Überlegungen nunmehr etwas genauer zu bestimmen als

$$\alpha = \overline{W(x)} \cdot T \tag{58}$$

Dabei ist

$$\overline{W(x)} = \frac{1}{\bar{d}} \int_0^{\bar{d}} W(x)\, dx \tag{59}$$

$$\overline{W(x)} = \frac{D}{\bar{d}} \int_0^{\bar{d}} \exp\left(-\frac{x}{L_s}\right) dx$$

$$= \frac{D}{\bar{d}} \left(-L_s \exp\left[-\frac{\bar{d}}{L_s}\right] + L_s\right)$$

Wegen $\bar{d} \approx 0{,}6\ R_p$ (s. 5.5) sowie $D \approx 0{,}6$ (s. 5.7) folgt:

$$\overline{\nu(x)} = \frac{D \cdot L_s}{0{,}6\ R_p}\left(1 - \exp\left[-\frac{0{,}6\ R_p}{L_s}\right]\right)$$

$$= \frac{1}{A_s}\left(1 - \exp\left[-0{,}6\ A_s\right]\right) \qquad (60)$$

$$\alpha = \frac{T}{A_s}\left(1 - \exp\left[-0{,}6\ A_s\right]\right) \qquad (61)$$

Für $A_s \gg 4$ ist der Ausdruck in der Klammer nahezu 1, und man erhält:

$$\alpha \approx \frac{T}{A_s} = \frac{1}{A_T} \qquad (62a)$$

Das bedeutet, die für die Verteilung P(n) der SE bestimmende Größe A_T ist angenähert gleich dem Reziprokwert der mittleren Wahrscheinlichkeit α eines SE, überhaupt auszutreten. Zwischen γ und γ_i besteht die Beziehung

$$\gamma = \alpha\,\gamma_i \quad , \quad \gamma \approx \frac{\gamma_i}{A_T}$$

D.h. man kann A_T auch deuten als Verhältnis zwischen "innerer" und "äußerer" Ausbeute:

$$A_T \approx \frac{\gamma_i}{\gamma} \qquad (62b)$$

In der so bestimmten Größe A_T sind alle drei zu Anfang genannten Prozesse und damit ihr Einfluß auf die Ausgangsverteilung von SE enthalten. Es charakterisiert

R_p: das Eindringen von PE und (durch die Verknüpfung mit E_p) die Auslösung von SE,
L_s: die Diffusion der SE durch das Target,
T : den Austritt der SE ins Vakuum.

Die Wahrscheinlichkeit α eines SE, nach der Auslösung auch auszutreten, nimmt ab mit R_p; denn wegen $\bar{d} \sim R_p$ wächst mit R_p auch die mittlere Entstehungstiefe eines SE, und je tiefer im Targetinneren ein SE entsteht, desto leichter wird es absorbiert. α nimmt zu mit L_s und T: je größer die Diffusionslänge desto größer auch die Wahrscheinlichkeit für ein SE, an die Oberfläche zu gelangen; je größer T, desto größer nach Definition die Austrittswahrscheinlichkeit.

In Fig. 36 ist der Verlauf von α für Pt und CuBe abgebildet. Die Werte wurden unter der vereinfachenden Annahme, daß $T \approx 1$ ist, berechnet. Sie fallen mit $E_p^{-1,4}$ ab. Berechnet man weiter nach $\gamma_i = \frac{\gamma}{\alpha}$ die jeweilige innere Ausbeute, so kommt man zu den Kurven in Fig. 37. γ_i als Funktion von E_p ist bis auf eine geringe Abweichung für kleine Energien eine Gerade. D.h. es wird jeweils ein

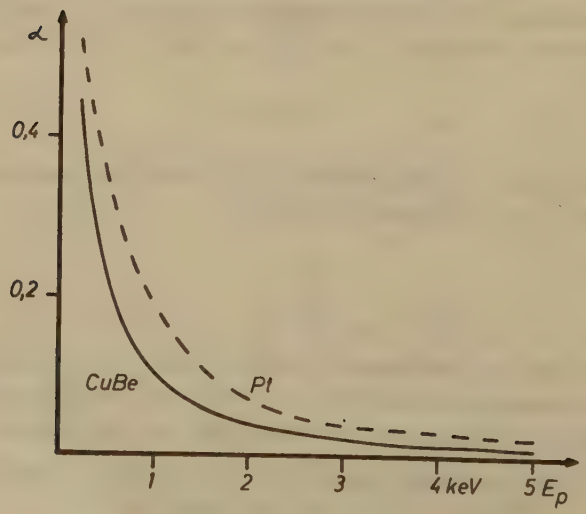


Fig. 36: Mittlere Austrittswahrscheinlichkeit eines inneren SE als Funktion von E_p für Pt und CuBe

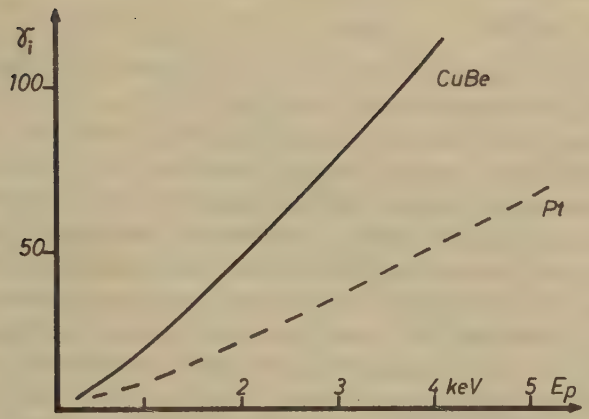


Fig. 37: Innere Ausbeute γ_i von Pt und CuBe als Funktion von E_p

konstanter Anteil von E_p zur Auslösung von inneren SE verbraucht. Außerdem ist wegen der ungefähr konstanten Steigung der Kurven auch die Zahl der von je 100 eV der E_p erzeugten inneren SE konstant.

Aus der Steigung der Geraden läßt sich die für die Bildung eines inneren SE im Mittel aufzuwendende Energie berechnen, wobei der Anteil von E_p, welcher im Target anderweitig verlorengeht, in diesen Werten mit enthalten ist. Der Quotient $\frac{\Delta E_p}{\Delta \gamma_i}$ beträgt für:

Pt : 75 eV
CuBe : 35 eV
Ge : 65 eV

Eine Korrektur kann noch durch die Größe T angebracht werden: Da α mit T = 1 zu groß angesetzt wurde, ist γ_i jeweils zu niedrig angegeben und der Wert $\frac{\Delta E_p}{\Delta \gamma_i}$ wiederum

zu hoch. Mit T = 0,8 ergibt sich für:

Pt : 60 eV CuBe : 30 eV Ge : 50 eV

Bei CuBe stimmt der Wert also recht genau mit dem von Sternglass angegebenen E_o: 25 - 35 eV (s. 5.5) überein, bei Ge und Pt ist er nahezu doppelt so hoch. Die Unterschiede können sowohl von der Rechnung als auch von verschiedenen physikalischen Bedingungen (z.B. unterschiedlicher Energiedissipation im Target) herrühren. Ein nicht aktiviertes CuBe-Blech ist zudem immer leicht oxidiert, so daß bereits eine Vorstufe derjenigen Bedingungen zu erwarten ist, die nach Aktivierung herrschen (s. 6.5). Das würde obige Unterschiede in den Werten von $\frac{\Delta E_p}{\Delta x}$ erklären und auch den Wert $\gamma_m = 2{,}1$, welcher bei reinen Metalltargets normalerweise etwas niedriger ist. Was die Höhe der hier bestimmten Werte (insbesondere für Ge und Pt) angeht, so muß noch einmal betont werden, daß sie im Gegensatz zu denen von Sternglass auch denjenigen Anteil der Energie enthalten, welcher (umgerechnet auf ein SE) ans Target abgegeben wird, ohne daß SE entstehen. Da man durch die Rechnung kaum mehr als die Größenordnung von $\frac{\Delta E_p}{\Delta x}$ ermitteln kann, sind die Ergebnisse ein Indiz für die Richtigkeit von Formel (61).

6.4) Verteilungen an aktiviertem CuBe

Impulshöhen- und Häufigkeitsverteilungen von CuBe, das nach dem in 3.6 angegebenen Verfahren aktiviert wurde, sind in Fig. 38 und 39 abgebildet. Da sich γ durch die Aktivierung mehr als verdoppelt (Fig. 8), ist es zunächst nicht erstaunlich, daß das Maximum von P(n) nunmehr in dem Bereich von n = 3 liegt. Die Erhöhung der Ausbeute auf Werte um $\gamma = 4$ ist nach Fig. 39 einerseits auf jene Verschiebung des Verteilungsmaximums zurückzuführen, andererseits auf eine Verbreiterung der P(n) sowie eine starke Abnahme der Wahrscheinlichkeit P(0)

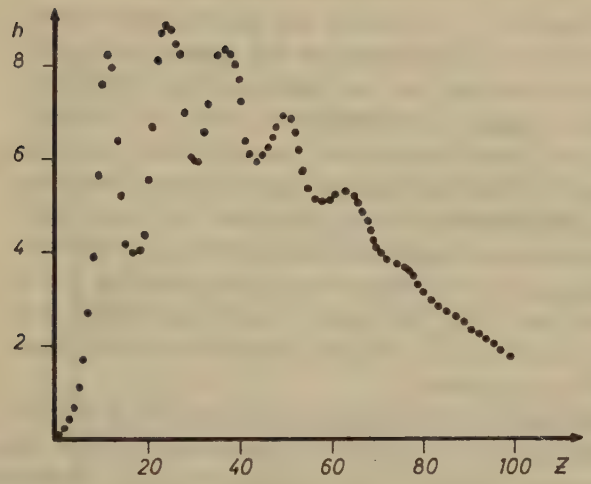


Fig. 38: IHV an aktiviertem CuBe (E_p = 400 eV)

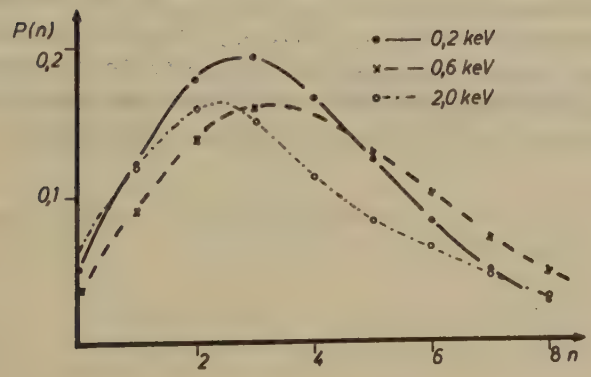


Fig. 39: Verteilungen P(n) an aktiviertem CuBe

gegenüber der des nicht aktivierten Targets.

Ein Gang mit E_p ist nach der Aktivierung nicht mehr so eindeutig festzustellen wie davor. Das wird auch deutlich an Fig. 40, wo die einzelnen Faktoren $P(n = \text{const.})$ gegen E_p aufgetragen sind: Die Kurven mit $n < 3 = n_m$ durchlaufen ein immer flacher werdendes Minimum bei $E_p \approx 400$ eV und steigen danach wieder an. Für $n \geq 3$ durchlaufen sie ein Maximum, das sich mit wachsendem n nur geringfügig verschiebt, und fallen dann ebenfalls ab. In dem untersuchten Bereich von $0 \leq n \leq 8$ und 100 eV $\leq E_p \leq 3$ keV liegen alle Werte P(n) zwischen 0,02 und 0,2, und die genannten Kurven überschneiden sich mehrfach.

Der Vergleich mit Poisson- (Fig. 41) und Polya-Verteilungen führt zu folgenden Ergebnissen: Eine Übereinstimmung mit Poisson-Verteilungen tritt im Gegensatz zu allen bisher mitgeteilten Messungen auch bei kleinen Energien überhaupt nicht auf. Auch für $E_p = 100$ eV ist bereits $b = 0{,}1$. In Tab. 8 sind die verschiedenen E_p aufgeführt zusammen mit den zugehörigen Größen A_s und A_T (bezogen auf die nicht aktivierte Oberfläche) sowie denjenigen Werten von b, die der entsprechenden Polya-Verteilung zukommen. Die Größe A_{sa} bzw. A_{Ta} existiert demnach überhaupt nicht und A_{sb} bzw. A_{Tb} stimmt nicht mit den in den übrigen Messungen gefundenen Größen überein. Außerdem ändern sich die Werte von b über den fraglichen Energiebereich ($E_p \leq 1{,}2$ keV) erheblich weniger als sonst.

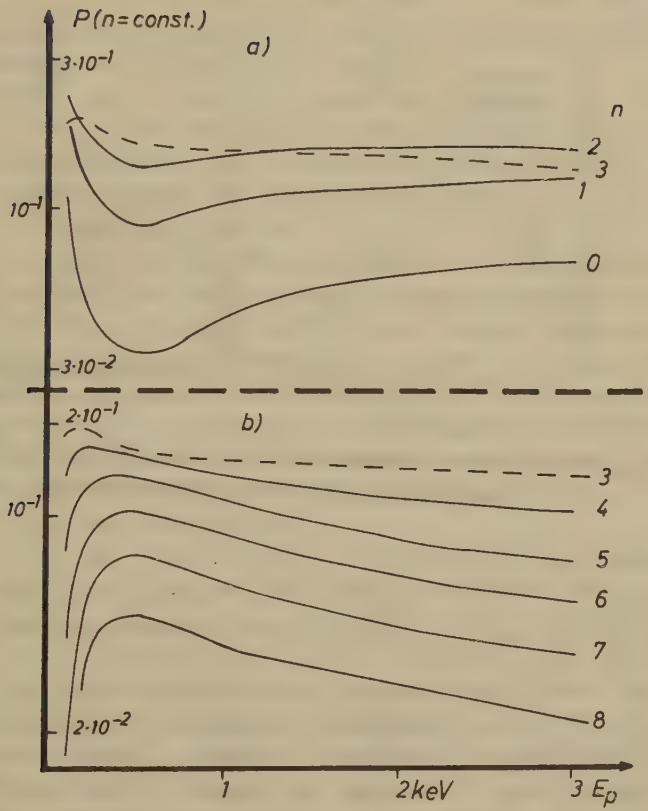


Fig. 40: P(n) als Funktion von E_p a) n = 0, ... 3
b) n = 3, ... 8

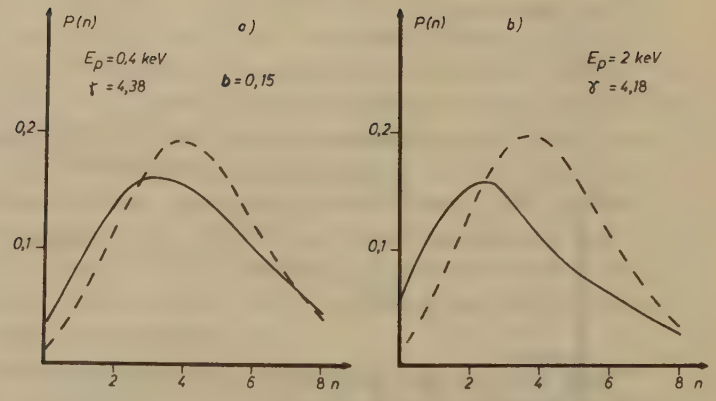


Fig. 41a,b: Verteilungen P(n) —— von aktiviertem CuBe
und zugehörige Poisson-Verteilungen P'(n) ---

E_p/keV	A_s	A_T	b	γ
0,1	0,4	0,15	0,1	2,58
0,2	1	0,4	0,1	3,69
0,3	2	0,85	0,15	4,15
0,4	3	1,35	0,15	4,38
0,5	4	1,85	0,15	4,47
0,6	5	2,35	0,15	4,5 = γ_m
0,8	7,5	3,5	0,2	4,46
1	10	4,7	0,2	4,41
1,2	13	6	0,2	4,35
1,5	18	8,5	--	4,27
2	27	12,5		4,18
3	48	19,5		4,03

Tab. 8: Charakteristische Größen von CuBe

6.5) Veränderung eines Targets durch Aktivierung

Die in 6.4 mitgeteilten Ergebnisse lassen einige Schlüsse auf den Targetzustand und die Ursache für die Erhöhung von γ nach Aktivierung zu:

a) Die Tatsache, daß auch für niedrige E_p $b > 0$ ist, zeigt, daß durch die Oxidation die mit b verknüpfte lokale Verteilung von γ ungleichmäßiger geworden ist. Die Schwankung der in 1.2 genannten Funktion f(γ) über die Targetfläche nimmt zu.

b) Die Nullwahrscheinlichkeit P(0) ist gegenüber dem unformierten Zustand des CuBe-Targets um mindestens die Hälfte gesunken. Das läßt sich zunächst mit einer Erhöhung der Austrittswahrscheinlichkeit T erklären. Diese kann höchstens den Wert 1 annehmen und liegt normalerweise bei 0,7 - 0,9 (s. 6.3). Erhöhung von T würde bedeuten, daß auch SE mit sehr niedrigen Energien E_s noch in der Lage sind, die Oberfläche zu durchdringen, d.h. $\Phi_D \ll E_s$ für fast alle SE.

c) Bei Vergleich der P(n) mit Polya-Verteilungen lassen sich die Werte des charakteristischen Parameters A_s bzw. A_T nicht mehr in das bisher gültige Schema (s. 5.4, 6.2) einordnen. Das weist darauf hin, daß die für Cu (und annähernd auch für CuBe) angegebenen Größen R_p und L_s nach Aktivierung nicht mehr gelten. Wie bereits erwähnt (s. 3.6), besteht die BeO-Schicht nämlich nicht nur aus einer Monolage (wie die bisher besprochenen Adsorptionsschichten), sondern ist beträchtlich dicker. In der Literatur sind genauere Angaben lediglich über die Dicke δ von MgO-Schichten an der Oberfläche von aktivierten AgMg-Targets zu finden; jedoch dürften die Verhältnisse bei AgMg und CuBe sehr ähnlich sein, zumal da für beide Legierungen die gleichen Aktivierungsverfahren benutzt werden. Die Werte schwanken zwischen 400 bis 700 Å [63] und 1200 Å [62], je nach Art der Formierung. Demnach spielt sich der Auslöseprozeß zum großen Teil in der Oxidschicht ab. Die Metallunterlage hat dann

hauptsächlich die Funktion, Elektronen nachzuliefern.

d) Ein weiterer Hinweis darauf, daß ein erheblicher Teil der SE bereits in der Oxidschicht gebildet wird, ist die Höhe der Ausbeute γ nach Aktivierung. Diese steigt von Werten um 2 auf Werte um 4, wird also verdoppelt. Ein derartiger Anstieg ist nicht allein durch Erhöhung von T erklärbar, weil sich dabei Werte $T > 1$ ergäben. Vielmehr muß für diejenigen SE, welche in der BeO-Schicht entstehen, von einer Ausbeute γ_s ausgegangen werden, die sich wie in 1.4 beschreiben läßt durch:

$$\gamma_s = \int_0^{\delta} \mu_s(x, E_p)\, W_s(x)\, T_s\, dx \qquad (63)$$

Für die im Metall selbst entstehenden SE ist:

$$\gamma_M = \int_{\delta}^{R_p} \mu_M(x, E_p)\, W_M(x)\, T_M\, dx \int_0^{\delta} W_s(x)\, T_s\, dx \qquad (64)$$

Dabei beziehen sich die mit einem Index s versehenen Größen auf die Oberflächenschicht, diejenigen mit Index M auf die Metallunterlage. T_s ist speziell die Austrittswahrscheinlichkeit aus dieser Schicht ins Vakuum. T_M ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron aus dem Metall in die Oxidschicht übertritt. Nicht alle jener Elektronen sind SE, sondern ein erheblicher Teil stammt aus dem Leitungsband des Metalls und wandert durch die Grenzfläche in die Oxidschicht wenn sich ein Konzentrationsgefälle an Ladungsträgern zwischen den beiden Schichten ausbildet. Dieser Nachlieferungsprozeß und sein Beitrag zur Ausbeute kann durch eine weitere Größe γ_N beschrieben werden:

$$\gamma_N = \int_{\delta}^{\infty} \mu_e(x)\, W_M(x)\, T_M\, dx \qquad (65)$$

Dabei ist $n_e(x)$ die Dichte der Leitungselektronen im Metall an der Stelle x.

Wesentlich ist nun die Höhe der angegebenen Werte T_M, T_s, $W_s(x)$: Da die Austrittsarbeit von BeO niedriger ist als die von Be [49], ist T_M nahezu gleich 1. Man hat es hier mit Bedingungen zu tun, die denen in einer Oxidkathode ähnlich sind.

Die Ausbeute von kompaktem BeO ist etwa 3 [70]. Die Verarmung der Oberflächenschicht an Elektronen führt dazu, daß sie sich nach Auslösung und Austritt von SE positiv auflädt und ein elektrisches Feld der maximalen Stärke $E = \frac{U_k}{\delta}$ über den Bereich der Schicht ausgebildet wird; dabei ist U_k die Spannung zwischen Target und Kollektor bzw. Target und der nächsten Stufe der Meßanordnung. E kann obigen Wert nicht überschreiten, da die ausgetretenen SE sonst zum Target zurückkehren. Dieses elektrische Feld wirkt sich maßgeblich auf die Größe $W_s(x)$ aus. Der Transport der SE ist nunmehr nämlich keine ungerichtete Diffusion mehr, sondern von einer Driftbewegung in Feldrichtung, d.h. zur Oberfläche hin überlagert. Auf diese Weise hat auch $W_s(x)$ nahezu den Wert 1, unabhängig von x. Dasselbe gilt für T_s, da ein in Feldrichtung beschleunigtes Elektron an der Oberfläche eine wesentlich höhere Energie E_s besitzt als ohne dieses Feld; somit wird $E_s \gg \Phi_D$.

Der hier sehr kurz beschriebene Vorgang, mit dem die Wirkung der Oxidschicht erklärt wird, wird allgemein als feldverstärkte SEE bezeichnet und zusammenfassend in [46] beschrieben. Unter den oben genannten Bedingungen ist wegen $W_s(x) \approx \text{const.} \approx 1$:

$$\gamma_s = W_s \cdot T_s \int_0^{\delta} \mu_s(x, E_p)\, dx = W_s \cdot T_s \cdot \gamma_{is} \qquad (63a)$$

γ_{is}: innere Ausbeute in der Oberflächenschicht

$$\gamma_M = W_s \cdot T_s \cdot T_M \int_{\delta}^{\lambda} \mu_M(x, E_p)\, W_M(x)\, dx \qquad (64a)$$

$$\gamma_v = T_M \int_0^{\infty} \mu_e(x)\, W_M(x)\, dx \qquad (65a)$$

Die Ausbeute γ eines aktivierten Targets ist dann:

$$\gamma = \gamma_s + \gamma_N \quad ; \quad \gamma_s \approx \gamma_N \qquad (66)$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit T eines aus dem Metall stammenden Elektrons beträgt insgesamt:

$$T = T_N \cdot W_s \cdot T_s \qquad (67)$$

T liegt, da alle drei Faktoren des Produktes nahezu gleich 1 sind, ebenfalls nur wenig unter 1. Das erklärt, warum P(0) bei den Messungen der Verteilungen P(n) aus aktiviertem CuBe so viel niedriger ist als bei unaktiviertem.

Den wesentlichen Einfluß auf die Höhe von γ hat die Größe γ_s in Verbindung mit γ_N, also die Tatsache, daß in der Oxidschicht sehr viele SE ausgelöst und anschließend aus der Metallunterlage wieder nachgeliefert werden. Eine selbständige, d.h. von dem Primärstrom nach kurzer Zeit in gewissen Grenzen unabhängige Emission (Malter-Effekt) tritt bei dem hier benutzten Aktivierungsverfahren nicht auf. Auszuschließen ist auch die Deutung, der SE-Strom verstärke sich in der Oxidschicht noch durch lawinenartige Auslösung von Tertiärelektronen, da die Erscheinung nur in porösen, nicht in kompakten Oberflächenschichten auftritt [46]. In einer kompakten Oxidschicht ist die mittlere freie Weglänge der SE nicht so groß, daß sie Energien erreichen können, die zur Auslösung einer nennenswerten Anzahl von Tertiärelektronen ausreichen. Hingegen ist die Annahme einer Aufladung der Oberfläche und der Erzeugung einer Driftbewegung durch das elektrische Feld als gesichert anzusehen.

7) Zusammenfassung

Mit einem CsJ(Tl)-Szintillationskristall und einem nachgeschalteten magnetischen Multiplier wurden Sekundärelektronen (SE)-Impulse von Targets aus Pt, Ge, aktiviertem und unaktiviertem CuBe verstärkt und in einem Vielkanalanalysator nach Gruppen von n = 1, 2, 3, ... Elektronen selektiert. Die auf diese Weise gewonnenen Häufigkeitsverteilungen P(n) wurden mit Ergebnissen anderer Autoren (insbesondere von Greupner [7]), vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen (Poisson- und Polya-Verteilung) und einigen Aspekten der Theorie der Sekundärelektronenemission (insbesondere der von Sternglass [8,37]) verglichen.

Bei der Messung der durch thermische Primärelektronen ausgelösten SE-Impulse wurden jeweils verschiedene Parameter variiert, um den Einfluß von Auslöse-, Transport- und Austrittsprozeß gesondert feststellen zu können. Die Auswertung der Meßergebnisse erfolgte nach einem von Schackert [64] angegebenen Verfahren.

Die wesentlichsten Ergebnisse der Untersuchung waren:

1. Pt, Ge und nicht-aktiviertes CuBe zeigen das gleiche Verhalten, während aktiviertes CuBe von dem obiger Substanzen abweicht.

2. Für kleine Primärenergien von wenigen 100 eV lassen sich die Verteilungen P(n) in guter Näherung durch eine Poisson-Verteilung beschreiben, für mittlere Energien bis etwa 1 keV durch eine Polya-Verteilung, darüberhinaus durch keine der beiden Funktionen. Der entscheidende Parameter ist nicht die Primärenergie selbst, sondern die Größe $A_s = \frac{R_p^{\perp}}{L_s}$ ($R_p^{\perp}$: auf senkrechten Einfall bezogene Eindringtiefe der Primärelektronen, L_s: Diffusionslänge der SE im jeweiligen Target). Von Greupner [7] durchgeführte Vergleiche zeigen im Rahmen der Genauigkeit des Verfahrens dasselbe Ergebnis für andere Targets und Ionen als Primärteilchen.

3. Definiert man eine mittlere Austrittswahrscheinlichkeit α für ein im Targetinneren ausgelöstes SE, so folgt durch Rechnung, daß einer Poisson-Verteilung äußerer SE (Parameter γ) auch eine Poisson-Verteilung innerer SE (Parameter $\gamma_i = \frac{\gamma}{\alpha}$) zugrundeliegt. Es ist darüberhinaus anzunehmen, daß die Verteilung innerer SE für jede Primärenergie einer Poisson-Funktion genügt.

4. Für $A_s \leq 2{,}5$ (d.h. $R_p^{\perp} \leq 2{,}5\ L_s$) sind auch die äußeren SE bei den betrachteten Substanzen durch Poisson-Verteilungen zu beschreiben. Aus der Theorie und Messungen anderer Autoren folgt, daß die wahrscheinlichste Entstehungstiefe $\bar{d}$ von SE angenähert $\bar{d} \approx 0{,}6\ R_p$ beträgt. Das führt zur Definition einer effektiven Austrittstiefe $\bar{d}_a \approx 1{,}5\ L_s$ von SE, bis zu welcher der Auslöseprozeß der für die Verteilung P(n) äußerer SE maßgebliche Vorgang ist.

5. Für $2{,}5 < A_s \leq 9$ sind die gemessenen SE-Verteilungen P(n) Polya-Funktionen. Ab $A_s \approx 2{,}5$ gewinnt der Transportprozeß immer stärker an Bedeutung für die äußere Verteilung. Eine einfache Überlegung zeigt, daß A_s tatsächlich der für den Diffusionsprozeß maßgebliche und ein von dem speziellen Target unabhängiger Parameter ist. Dem Wert $A_s = 9$ (d.h. $R_p = 9\ L_s$) entspricht eine mittlere Entstehungstiefe $\bar{d}_b \approx 5\ L_s$ von SE, die von Seiler [46] bereits auf anderem Wege als maximale Austrittstiefe von SE ermittelt worden ist.

6. Es wurden die Änderungen der Ausbeute γ und der SE-Verteilung gemessen, welche nach Adsorption ausgewählter organischer Substanzen an den oben genannten Targets auftreten. Die Ausbeuteänderungen liegen zwischen -10 % und +70 %. Sie werden allein auf die Änderung der von Sternglass [8] angegebenen Austrittswahrscheinlichkeit T zurückgeführt.

7. Zwischen Form der Häufigkeitsverteilungen bei Adsorption und Austrittswahrscheinlichkeit T besteht ein direkter Zusammenhang, zumindest beim Übergang von

Poisson- zu Polya-Verteilungen. Der charakteristische Parameter A_s muß erweitert werden zu $A_T = \frac{A_s}{1}$.

8. Mit Hilfe der Sternglasschen Theorie läßt sich die mittlere Austrittswahrscheinlichkeit α eines SE berechnen. Für $R_p^{\perp} \gg 4 L_s$ erhält man: $\alpha \approx \frac{\lambda}{A_T}$. Die mit Hilfe der Beziehung $\gamma_i \sim \frac{\varepsilon_i}{\alpha}$ ermittelten Kurven $\gamma_i \sim \gamma_i(E_p)$ sind in guter Näherung Geraden, aus deren reziproker Steigung die mittlere zur Auslösung eines inneren SE notwendige Energie folgt; diese stimmt bis auf einen Faktor von höchstens 2 mit den entsprechenden Werten von Sternglass überein.

9. Die Häufigkeitsverteilungen von aktiviertem CuBe lassen sich nicht mehr mit Hilfe des Parameters A_s bzw. A_T beschreiben. Sie bilden auch für kleine Primärenergien Polya-Funktionen, was auf erhöhte Schwankungen in der Emission hinweist.

10. Aus den Verteilungen P(n) und der Höhe von γ läßt sich folgern, daß die bei der Aktivierung gebildete BeO-Schicht nicht nur die Austrittswahrscheinlichkeit T von SE ändert, sondern daß in dieser Schicht die Mehrzahl der SE bereits ausgelöst werden und die metallischen Unterlagen nur zur Nachlieferung von Elektronen dient. Transport und Austritt der SE werden als feldverstärkte SE-Emission in der Oberflächenschicht gedeutet.

LITERATURVERZEICHNIS

1) G.Diemer, J.L.H.Jonker: Philips Res.Rep. 5, 161 (1950)

2) E.W.Ernst, H.von Foerster: J.Appl.Phys. 26, 781 (1955)

3) A.van der Ziel: J.Appl.Phys. 28, 1216 (1957)

4) H.W.Streitwolf, W.Brauer: Z.Naturf. 13a, 700 (1958)

5) G.C.Baldwin, S.I.Friedmann: Rev.Sci.Instr. 36, 16 (1965)

6) J.R.Prescott: Nucl.Instr.Meth. 39, 173 (1966)

7) H.Greupner: Z.Phys. 214, 427 (1968)

8) E.J.Sternglass: Phys.Rev. 108, 1 (1957)

9) P.Schackert: Z.Phys. 197, 32 (1966)

10) R.E.Barrington, J.M.Anderson: Proc.Phys.Soc. 72, 717 (1958)

11) Yu.A.Filippov: Sov.Phys.-Sol.State 6, 509 (1964)

12) Yu.A.Filippov: Sov.Phys.-Sol.State 8, 701 (1966)

13) P.Häussler: Z.Phys. 179, 276 (1964)

14) W.L.Wilcock: Adv.Electr.Electr.Phys. 22A, 629 (1966)

15) V.Y.Foo, R.C.Dougal: J.Phys.C., Ser.2, 1324 (1968)

16) J.Llacer, E.Garwin: J.Appl.Phys. 40, 3936 (1969)

17) K.H.Simon, M.Herrmann, P.Schackert: Z.Phys. 184, 347 (1965)

18) P.Schackert: Z.Phys. 197, 32 (1966)

19) C.F.Delaney, P.W.Walton: IEEE Trans.Nucl.Sci. 13, 742 (1966)

20) L.E.Collins, P.T. Stroud: Brit.J.Appl.Phys. 18, 1121 (1967)

21) J.S.Allen: Phys.Rev. 55, 966 (1939)

22) J.S.Allen: Rev.Sci.Instr. 18, 739 (1947)

23) E.Breitenberger: Progr.Nucl.Phys. 4, 56 (1955)

24) C.Julliot e.a.: IEEE Trans.Nucl.Sci. 11, 169 (1964)

25) R.Evrand, C.Gazier: J.Phys. 26, 37A (1965)

26) L.Janossy: Sov.Phys.-JETP 1, 520 (1955)

27) F.J.Lombard, F.Martin: Rev.Sci.Instr. 32, 200 (1961)

28) L.G.Hyman e.a.: Rev.Sci.Instr. 35, 393 (1964)

29) L.A.Dietz: Rev.Sci.Instr. 36, 1763 (1965)

30) L.A.Dietz: Rev.Sci.Instr. 38, 176; 1332 (1967)

31) W.H.Wright: J.Appl.Phys. 39, 3492 (1968)

32) W.H.Wright: J.Phys.D., Ser. 2, 895 (1969)

33) M.Brault, C.Gazier: Compt.Rend. 256, 1241 (1963)

34) M.Brault, C.Gazier: J.Phys. 24, 345 (1963)

35) E.Brinkmann: Z.Phys. 192, 340 (1966)

36) G.A.Morton: Adv.Electr. 4, 69 (1952)

37) E.J.Sternglass: Westinghouse Res.Lab.Sci. Paper 6-94410-2P9 (1957)

38) H.J.Fischbeck: phys.stat.sol. 15, 387 (1966)

39) A.F.Makhov: Sov.Phys.-Sol.State 2, 1934; 1942; 1945 (1961)

40) A.Ya. Vyatskin, A.N.Pilyankevich: Sov.Phys.-Sol. State 5, 1662 (1964)

41) R.E. Burge, D.L.Misell: Phil.Mag. 18, 251; 261 (1968)

42) L.Weise: Z.Instrumentenk. 71, 141 (1963)

43) I.M.Bronshtein, B.S.Fraiman: Sov.Phys.-Sol.State 3, 816 (1961)

44) O.Hachenberg, W.Brauer: Adv.Electr.Electr.Phys. 11, 413 (1959)

45) R.Stuart, F.Wooten, W.E.Spicer: Phys.Rev. 135, A495 (1964)

46) H. Seiler: Z.angew.Phys. 22, 249 (1967)

47) H.Mayer, J.Hölzl: phys.stat.sol. 18, 779 (1966)

48) H.Jahrreiß: Ann.Phys. (7) 14, 325 (1964)

49) W.Quitzow: Diplomarbeit, FU Berlin (1967)

50) R.V.Culver, F.C.Tompkins: Adv.Catalysis 11, 67 (1959)

51) D.B.Medved, Y.E.Strausser: Adv.Electr.Electr.Phys. 21, 101 (1965)

52) R.Baumhäkel: Z.Phys. 199, 41 (1967); 199, 56

53) G.W.Goodrich, W.C.Wiley: Rev.Sci.Instr. 32, 846 (1962)

54) K.H.Krebs: Ann.Phys. (7) 10, 213 (1962)

55) W.Feller: An introduction to probability theory and its applications; J.Wiley, New York (1957)

56) M.Herrmann: Z.Phys. 184, 352 (1965)

57) S.K.Kulov, L.G.Sherstnev: Instr.Exp.Tech. 10, 917 (1967)

58) D.Menzel, R.Gomer: J.Chem.Phys. 41, 3311 (1964)

59) D.Menzel: Ber.Bunsenges.Phys.Chem. 72, 591 (1968)

60) A.H.Sommer: J.Appl.Phys. 29, 598 (1958)

61) S.Yoshida e.a.: J.Phys.Soc. Japan 8, 318 (1953)

62) P.Rappaport: J.Appl.Phys. 25, 288 (1954)

63) R.J.Iversen, O.L.Gaddy: Rev.Sci.Instr. 39, 1950 (1968)

64) P.Schackert: Dissertation, Mainz (1966)

65) H.Kanter: Phys.Rev. 121, 461 (1961)

66) A.R.Shulman e.a.: Sov.Phys.-Sol.State 5, 2452 (1964)

67) J.Llacer, E.L.Garwin: J.Appl.Phys. 40, 2776 (1969)

68) A.Ya.Vyatskin, V.V.Trunev: Rad.Eng.Electr.Phys. 12, 1526 (1967)

69) R.E.Ewing: Phys.Rev. 166, 324 (1968)

70) A.M.Tyntikov: Sov.Phys.Dokl. 6, 156 (1961)

Die vorliegende Arbeit wurde am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft durchgeführt. Herrn Dr. J.H. Block danke ich für seine hilfreiche Betreuung und allen Mitarbeitern des Institutes, besonders Herrn O. Frank und Herrn H. Spitzer, für ihre Unterstützung bei der Lösung verschiedener im Verlauf der Untersuchungen aufgetretener Probleme.

LEBENSLAUF

Am 6.3.1940 wurde ich als Sohn des Geologen Dr. Hans-Wilhelm Quitzow und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Schätzel, in Berlin geboren. Von 1946-1950 besuchte ich die Volksschule in Berlin-Friedenau, danach das Naturwissenschaftliche Gymnasium in Krefeld, wo ich 1959 das Abitur bestand. Anschließend ging ich für 18 Monate zur Bundeswehr, die ich als Leutnant der Reserve verließ.

1961 begann ich das Studium an der Freien Universität Berlin, seit 1962 mit dem Hauptfach Physik und den Nebenfächern Chemie, Mathematik, Philosophie. Jeweils ein Semester studierte ich an der TU Berlin und der Universität München. In den Jahren 1966/67 fertigte ich am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft meine Diplomarbeit an und bestand Ende 1967 die Diplomprüfung in Physik an der FU. Seit 1968 war ich am selben Institut mit der Abfassung der vorliegenden Doktorarbeit beschäftigt.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren:
Honerjäger, Lassen, Wilking (Experimentalphysik)
Grawert, Päsler, Theis (Theoretische Physik)
Jahr, Manecke, Vetter (Chemie)
Dinghas, Grotemeyer, Pachale (Mathematik).

Druck: W. Hilke KG, Berlin 30, Motzstr. 64